

UNIVERSITÉ DE NANCY I

U.E.R SCIENCES DE LA MATIÈRE

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES INTERACTIONS

PROTON-NOYAU À 200 GEV/C DANS

L'ÉMULSION NUCLÉAIRE.

THÈSE PRÉSENTÉE POUR L'OBTENTION

DU TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR RENÉ DEVIENNE

INGÉNIEUR E.N.S.E.M

SOUTENUE PUBLIQUEMENT LE 28.10.1974

JURY:

MM. MAINARD

Président

TSAI-CHÜ
BAUMANN

Examineurs

UNIVERSITÉ DE NANCY I

U.E.R SCIENCES DE LA MATIÈRE

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES INTERACTIONS

PROTON-NOYAU À 200 GEV/C DANS

L'ÉMULSION NUCLÉAIRE.



THÈSE PRÉSENTÉE POUR L'OBTENTION

DU TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR RENÉ DEVIENNE

INGÉNIEUR E.N.S.E.M

SOUTENUE PUBLIQUEMENT LE 28.10.1974

JURY:

MM. MAINARD

Président

TSAI-CHÜ

BAUMANN

Examineurs

UNIVERSITEIT LEIDEN

U.S.A. SCIENCES DE LA VIE

ETUDE EXPERIMENTALE DES INTERACTIONS

PROTEIN-NUCLEO-TIDE ACID

L'EMULSION NUCLEAIRE



THESE PRESENTEE POUR L'OBTENTION

DU TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR M. DE JONGE

LEONARDUS EUGENIUS

SOUS LE PATRONAGE DE M. DE JONGE

LEIDEN

PROFESSEUR

MR. DE JONGE

LEIDEN

LEIDEN

LEIDEN

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

CHAPITRE I. Détails expérimentaux

I.1. Exposition

I.2. Traitement des émulsions

I.3. Composition des émulsions

Je prie Monsieur le Professeur BAUMANN de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son laboratoire de Physique Théorique, ainsi que pour l'intérêt et le soutien qu'il n'a cessé de m'accorder.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur MAINARD de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur TSAI-CHÜ, de l'Université de PARIS VI, qui a bien voulu accepter la tâche ingrate d'examiner ce travail. Je l'en remercie, ainsi que pour sa participation au jury.

CHAPITRE IV. Modèles théoriques

IV.1. Généralités : quelques modèles d'interaction noyau - noyau

IV.2. Développement à propos des modèles d'interaction noyau - noyau

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXES

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I. Détails expérimentaux

I.1. Exposition

I.2. Traitement des émulsions

I.3. Composition des émulsions

CHAPITRE II. Méthode de dépouillement

II.1. Equipement

II.2. Technique de suivage de trace

II.3. Estimation du libre parcours

II.4. Critère de classification des traces et interactions

Définition de N_s , N_g , N_b , N_h

II.5. Mesures angulaires

CHAPITRE III. Données expérimentales

III.1. Efficacité

III.2. Estimation des événements du type $n_h = 0$, $n_s < 3$

III.3. Résultats expérimentaux

III.4. La production cohérente

CHAPITRE IV. Modèles théoriques

IV.1. Généralités ; quelques modèles d'interaction
nucléon - nucléon

IV.2. Développement à propos des modèles d'interaction
nucléon - noyau

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

APPENDICES

Les résultats expérimentaux présentés dans ce rapport constituent le fruit d'une collaboration internationale importante dont la liste des membres se trouve fournie par la référence n°

Nous avons recherché, mesuré et tenté d'expliquer les interactions de protons d'énergie cinétique comprise entre 100 MeV et 200 GeV, avec les noyaux de l'émulsion ionographique. Il n'est nul besoin de rappeler l'importance historique des émulsions nucléaires : c'est là, sans nul doute, l'un des moyens les plus anciens qui ait été mis au service de la physique des hautes énergies.

Citons, pour mémoire, quelques uns des avantages et inconvénients des émulsions vis-à-vis d'autres méthodes d'investigation, par exemple, les techniques de chambre à bulles, auxquelles nous ferons implicitement référence.

INTRODUCTION

Tout d'abord les émulsions nucléaires permettent une résolution spatiale et angulaire excellente : un appareillage particulièrement simple nous a permis des mesures angulaires avec une précision supérieure à $10'$.

Elles présentent également l'avantage de posséder un seuil de détection, au point de vue énergie, relativement bas : on peut aisément y observer des protons d'énergie cinétique aussi faible que 0,2 MeV ou des noyaux de carbone d'énergie voisine de MeV.

Enfin, précisons que les émulsions nucléaires présentent une facilité de mise en place certaine, qu'elles requièrent un matériel d'exploitation relativement modeste, et qu'elles sont d'un coût peu élevé.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce rapport constituent le fruit d'une collaboration internationale importante dont la liste des membres se trouve fournie par la référence n° 1.

Nous avons recherché, mesuré et tenté d'expliquer les interactions de protons d'énergie cinétique incidente égale à 200 GeV, avec les noyaux de l'émulsion ionographique. Il n'est nul besoin de rappeler l'importance historique des émulsions nucléaires : c'est là, sans nul doute, l'un des moyens les plus anciens qui ait été mis au service de la physique des hautes énergies. Citons, pour mémoire, quelques uns des avantages et inconvénients des émulsions vis à vis d'autres méthodes d'investigation, par exemple, les techniques de chambre à bulles, auxquelles nous ferons implicitement référence.

Tout d'abord les émulsions nucléaires permettent une résolution spatiale et angulaire excellente : un appareillage particulièrement simple nous a permis des mesures angulaires avec une précision supérieure à $10'$.

Elles présentent également l'avantage de posséder un seuil de détection, au point de vue énergie, relativement bas : on peut aisément y observer des protons d'énergie cinétique aussi faible que 0,2 MeV ou des noyaux de carbone d'énergie voisine du MeV.

Enfin, précisons que les émulsions nucléaires présentent une facilité de mise en place certaine, qu'elles requièrent un matériel d'exploitation relativement modeste, et qu'elles sont d'un coût peu élevé.

Pour ce qui est des inconvénients, il est bien clair, eu égard au fait que les émulsions demeurent sensibles pendant toute la durée de l'exposition, que cette technique ne permet pas une séparation dans le temps des événements observés.

D'autre part, afin d'obtenir une statistique significative, il faut s'astreindre à un travail de dépouillement long et délicat, en dépit d'améliorations possibles en ce domaine, telles que l'exposition des plaques normalement au faisceau des particules incidentes, ou bien encore, la recherche "scanning" en volume des événements intéressants.

Toutefois le désavantage le plus important de la technique employée pour ce travail provient de la composition même des émulsions nucléaires ; en effet, celles ci comprennent, à côté de noyaux légers ou moyens - H, C, N, O - des noyaux lourds - Ag, Br -, en conséquence de quoi, dans de nombreux cas d'interaction, on ne peut identifier à coup sûr le noyau cible.

Cependant, à l'heure actuelle, il apparaît que l'on peut tirer de ce dernier point, un parti avantageux. Présentement, la production multiple lors des collisions hadron - hadron, constitue un phénomène extrêmement complexe dont l'étude est encore en cours. Dans ces conditions, la question se pose de savoir, quel intérêt il peut y avoir à étudier les interactions hadron - noyau, phénomènes, à première vue, bien plus complexes que le précédent.

En fait, il existe au moins deux raisons pouvant justifier une telle attitude. La première, qui se révèle être d'un intérêt pratique immédiat, est liée à la production cohérente, processus qui favorise grandement la formation d'états ayant les mêmes nombres quantiques intrinsèques que la particule incidente. Au cours du présent travail, nous avons cherché, en particulier, à mettre en valeur l'existence de ce phénomène. La seconde raison, peut-être plus fondamentale, s'appuie sur les considérations suivantes.

Soit une collision h-N et t un temps caractéristique de cette collision vue du centre de masse du système, observée du repère du laboratoire, cette durée devient $t' = \left(\frac{k}{2m_N} \right)^{1/2} t > t$.

Dans la mesure où ct' est grand par rapport à un libre parcours intranucléaire λ , le système constitué à l'intérieur du noyau lors de l'interaction primaire interagira avec les autres nucléons du noyau bien avant qu'il n'ait atteint un état asymptotique. Donc les réactions sur des noyaux lourds nous fournissent la possibilité unique d'observer le développement dans l'espace et dans le temps du processus de production multiple, alors que les réactions hadron - hadron ne nous permettent qu'une vue "asymptotique" de ce phénomène.

CHAPITRE I

DETAILS EXPERIMENTAUX

I.1. Exposition

En septembre 1972, trois empilements d'émulsions Ilford K5, furent exposés au faisceau de protons de 200 GeV du NAL situé à Batavia, E.U. L'expérience eu lieu au niveau du "NAL Meson Target Area" comme l'indique la figure n° 1. Le faisceau présentait une section droite finale de 3 X 8 cm, le flux étant de 10^4 protons par impulsion. La défocalisation du faisceau - son diamètre initial étant de l'ordre du mm - s'est effectuée à l'intérieur même du système de guidage des protons, de façon à obtenir à l'entrée du "Meson Target Hall" les dimensions indiquées ci-dessus.

Avant de pénétrer dans la boîte-cible où se trouvaient les émulsions le faisceau avait à traverser une poche remplie d'hélium d'une longueur approximative de 30,48 m (100 pieds).

L'alignement du faisceau fut réalisé par l'intermédiaire d'un film polaroïd, le faisceau fut également testé par utilisation d'une plaque témoin.

Un compteur à scintillations, situé derrière les émulsions, et calibré grâce à la plaque test, permit le contrôle du faisceau au cours de l'exposition. Au moment de l'étalonnage du compteur, on avait placé dans le faisceau, un matériau de masse surfacique égale à 75 g/cm^2 , soit approximativement l'équivalent de l'empilement des émulsions.

Deux des empilements, de 40 pellicules chacun, furent exposés "horizontalement" c'est à dire que le faisceau était parallèle à la surface des émulsions, le flux étant de $2 \cdot 10^4$ protons/cm². Le troisième empilement fut exposé "verticalement", le faisceau étant normal à la surface des émulsions, dans ce dernier cas le flux était de 10^6 protons/cm².

I.2. Traitement des émulsions

La suite des opérations auxquelles sont soumises les pellicules peut se résumer comme suit. Dans un premier temps, on effectue un empilement des pellicules vierges, cet ensemble étant maintenu rigide par serrage dans un cadre métallique. Ensuite, on rectifie à la fraiseuse l'une des faces latérales du système obtenu, ceci a pour but de définir une surface de référence. Vient ensuite la période de l'exposition, dans le cadre du National Accelerator Laboratory, dans notre cas. Des plaques irradiées horizontalement furent traitées à Strasbourg. En chambre noire, l'empilement est défait et on numérote chacune des plaques dont on mesure l'épaisseur en 3 points caractéristiques.

On photographie alors sur chaque pellicule une grille de coordonnées ; cette grille est constituée de carrés d'un millimètre de côté, à l'intérieur desquels sont inscrits deux chiffres jouant le rôle d'abscisse et d'ordonnée, elle permet la mesure de la longueur de trace suivie ainsi que la localisation des événements trouvés.

On colle ensuite chacune des pellicules sur une plaquette de verre de façon à obtenir un ensemble suffisamment rigide et approximativement plan. Vient alors la période du développement, effectué par l'intermédiaire d'une machine automatisée et en suivant la méthode dite des températures.

1.3. Description et composition des émulsions

Chaque pellicule a pour dimensions initiales approximatives 5 cm X 20 cm X 600 μm . Après développement, l'épaisseur tombe à 300 μm , en moyenne. Au moment de l'exposition la masse volumique était de 3,75 g/cm³ ; en faisant usage de la référence (2) indiquant la composition des émulsions Ilford K5 pour une humidité relative de 58 % et une masse volumique de 3,828 g/cm³, diverses grandeurs, telles que les densités nucléaires, ont été calculées. Ces grandeurs apparaissent dans le tableau suivant :

masse volumique totale 3,75 g/cm³

793,3 . 10²⁰ atomes / cm³

Z moyen = 12,95

A moyen = 28,46

Elément	A	Z	10^{-20} nb. d'atomes/cm ³	masse volumique en g/cm ³
Ag	107,87	47	98,65	1,767
Br	79,90	35	98,06	1,301
I	126,90	53	0,555	0,012
C	12,01	6	134,89	0,269
H	1,008	1	328,59	0,055
O	16,00	8	100,31	0,267
N	14,01	7	30,96	0,072
S	32,06	16	1,28	0,007

CHAPITRE II

METHODE DE DEPOUILLEMENT

II.1. Equipement

Le dépouillement a été effectué à l'aide de microscopes binoculaires Leitz Ortholux, la platine ayant été modifiée de façon à pouvoir recevoir les plaques. Le déplacement utile était de l'ordre de 7,5 cm. Afin d'augmenter le pouvoir de résolution, nous avons utilisé des objectifs à immersion.

	Distance frontale en μm	ouverture numérique	Résolution maxi. en μm $\lambda \sim 0,52\mu\text{m}$	Oculaires	Usage
22x ion	2300	0,65	0,40	10x	repérage
53x ion	1000	0,95	0,27	10x	suivage de traces
100x ion	370	1	0,26	10x	classificatio des traces ; mesures angu- laires

II.2. Technique du suivage de trace

Les traces des protons incidents sont repérées à quelques 5 mm de l'entrée de la plaque ; dans le champ du microscope ces traces apparaissent sous la forme d'alignements très discontinus de points noirs.

Le diamètre de chaque point est de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, on a compté environ 21 points pour $100 \mu\text{m}$, bien que ce chiffre ne soit pas nécessairement constant dans toute l'épaisseur de l'émulsion.

Les traces faisant un angle supérieur à 10° avec la direction moyenne du faisceau étaient soigneusement écartées, ceci dans le but de réduire la contamination due aux particules secondaires ou étrangères au faisceau incident.

Pour chaque proton, on a soigneusement mesuré la longueur de trace suivie que le primaire interagisse ou non avec les noyaux de l'émulsion.

On a repéré avec précision la position des interactions rencontrées, interactions qui ont été analysées ultérieurement.

II.3. Estimation du libre parcours moyen

Soit un faisceau comportant N_0 traces ou protons primaires. Par suite des diverses interactions et après avoir traversé une épaisseur x d'émulsion nucléaire, le faisceau ne comporte plus que $N = N_0 \exp - x/\lambda$ particules, λ étant le libre parcours moyen dans le milieu considéré.

Donc, si on suit les N_0 traces incidentes sur une longueur L à partir de leur entrée dans la plaque, on trouve $N = N_0 \exp - L/\lambda$ traces n'ayant subi aucune interaction et on rencontre $\mathcal{P} = N_0 - N = N_0(1 - \exp - L/\lambda)$ interactions.

Si on calcule la longueur totale de trace parcourue en suivant les N_0 traces sur une longueur L , et si on divise par le nombre total d'interactions, on obtient le libre parcours moyen.

En effet on peut écrire :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= N.L + \int_0^L x(N_0 \exp - \lambda x. dx/\lambda) \\ &= N.L + N_0/\lambda \left(-\lambda x - \lambda^2 \right) \exp - \lambda x \Big|_0^L \\ &= N_0 \lambda (1 - \exp - L/\lambda)\end{aligned}$$

$$\mathcal{L} / \mathcal{P} = N_0 \lambda (1 - \exp - L/\lambda) / N_0 (1 - \exp - L/\lambda) = \lambda$$

On peut généraliser le procédé et suivre N_{01} traces sur une longueur L_1 , N_{02} sur une longueur L_2 , etc... Le libre parcours moyen est toujours donné par la longueur totale de trace suivie divisée par le nombre total d'interactions trouvées. Cette dernière remarque permet d'additionner les résultats obtenus par différents laboratoires et d'obtenir ainsi une précision supérieure.

II.4 Critères de classification des traces et des interactions.

Définition de N_s , N_g , N_b .

Les traces observées dans les émulsions se répartissent en trois catégories suivant leur pouvoir ionisant .

Les protons incidents se situant au minimum d'ionisation , ce qui correspond à $g_0 = 21$ grains pour un parcours de $100 \mu m$, on appelle :

- 1) "showers", les traces ayant une ionisation comprise entre g_0 et $1,4 g_0$.
- 2) grises , les traces non continues de $g > 1,4 g_0$
- 3) noires , les traces continues .

Les "showers" correspondent à des traces relativistes de $\beta = v/c$ supérieur à 0,7

Les traces grises correspondent à $0,7 < \beta < 0,9$

Les traces noires correspondent à $\beta < 0,7$

Pour chacune des interactions trouvées , il a été procédé à une répartition des traces émergentes suivant les catégories précédentes , les multiplicités étant notées respectivement N_s , N_g , N_b . Il sera également fait usage de la quantité N_h égale à $N_b + N_g$.

Pour ce qui est des particules secondaires ultra relativistes , elles sont produites lors de l'interaction primaire de la particule incidente avec l'un des nucléons du noyau ; on sait que 85% d'entre elles sont des pions , 10% des kaons (cf./3/ ,

concernant les collisions p-p aux ISR , pour des énergies ramenées dans le laboratoire allant de 500 à 1500 GeV.)

L'origine des traces noires ou grises est attribuée à des fragments nucléaires relativement peu énergiques, de charge simple ou multiple , émis lors du réarrangement du noyau . Ce réarrangement du noyau a lieu longtemps après la perturbation initiale apportée par la particule incidente et est appelée communément "évaporation". Les traces noires et grises sont constituées essentiellement de protons , bien que en ce qui concerne les traces grises , on estime à 8% la contamination par des pions lents.

Nous avons donné le nom de recul à toute trace noire de longueur inférieure à 6 μm ; ces traces sont généralement attribuées au recul du noyau résiduel. Elles permettent d'affirmer dans certains cas - étoiles de $N_h = 0$ - que l'interaction a eu lieu sur un noyau lourd.

Signalons encore que les événements de type $N_h > 8$ ont nécessairement pour origine une interaction avec un noyau lourd de l'émulsion, principalement Ag ou Br.

Enfin, il faut savoir qu'une interaction présentant une trace de proton de quelques microns ne peut mettre en cause qu'un noyau du groupe CNO ; en effet, un proton aussi peu énergétique n'a qu'une très faible probabilité de franchir la barrière de potentiel coulombien d'un noyau lourd.

II.5. Mesures angulaires

Pour chaque branche émergente d'une interaction, il nous faut mesurer l'angle θ compris entre cette branche et le proton incident. Cette grandeur n'est pas directement mesurable. Pour chaque branche secondaire, on a mesuré l'angle β de la trace par rapport au plan horizontal π qui contient la particule primaire et l'angle α de la projection horizontale de la trace avec le primaire, voir figure 2a.

α est obtenu par lecture directe sur un goniomètre

β est obtenu par la mesure de segments tels que s_i S_i

$$\operatorname{tg} \beta = (\text{valeur moyenne de } s_i \ S_i / 0s_i) \times K$$

avec K , coefficient de contraction de l'émulsion, voisin de 1,9

$$0s_i = i \times 100 \mu\text{m} \quad i = 1, \dots, 10$$

Les différences de côte $s_i S_i$ étant mesurées grâce à la vis micrométrique de déplacement suivant l'axe z du microscope.

On a simplement $\cos \theta = \cos \alpha \times \cos \beta$

Introduisons ici, quelques notations qui nous seront utiles, par la suite.

On appelle coordonnée de Castagnoli, la quantité $u_L = \log_{10} \operatorname{tg} \theta$.

Montrons quelle peut être l'utilité de cette coordonnée et pour cela considérons le repère du centre de masse dans lequel la particule considérée est émise avec une vitesse $\bar{v}$ et un angle $\bar{\theta}$.

$$\text{On a , } \operatorname{tg} \theta = 1/\gamma_C \cdot \sin \bar{\theta} / (\cos \bar{\theta} + V/\bar{v})$$

$$\text{avec } \gamma_C = 1 / (1 - \beta_C^2) \quad \beta_C = V/c$$

V étant la vitesse du centre de masse pour un observateur du laboratoire.

Dans la mesure où on a affaire à des particules ultra-relativistes, même dans le centre de masse, on peut écrire

$$V/\bar{v} \approx c/c = 1, \text{ ce qui donne immédiatement}$$

$$\operatorname{tg} \theta = 1/\gamma_C \cdot \sin \bar{\theta} / (\cos \bar{\theta} + 1) = 1/\gamma_C \cdot \operatorname{tg} \bar{\theta}/2$$

$$\text{soit encore, } \log \operatorname{tg} \theta = -\log \gamma_C + \log \operatorname{tg} \bar{\theta}/2$$

Du point de vue des valeurs moyennes, on peut écrire

$$\langle \log \operatorname{tg} \theta \rangle = -\log \gamma_C + \langle \log \operatorname{tg} \bar{\theta}/2 \rangle$$

et si la distribution des angles $\bar{\theta}$ est symétrique autour de $\pi/2$ on a

$$\langle \log \operatorname{tg} \bar{\theta}/2 \rangle = 0 \quad \text{soit} \quad \langle u_L \rangle = -\log \gamma_c$$

La distribution des u_L fournit donc une indication sur la façon dont s'effectue dans le centre de masse la production des particules secondaires. D'autre part, on utilise fréquemment une quantité y , appelée rapidité d'une particule, définie comme suit :

$$y = 1/2 \cdot \log (\omega + p_L) / (\omega - p_L) \quad \# \quad \log (\omega + p_L) / m_\perp$$

$$m_\perp^2 = (m^2 + p_\perp^2)$$

m est la masse au repos de la particule,

ω est l'énergie totale de la particule

$p, p_L, p_\perp$ ses impulsions totale, longitudinale et transversale.

Il est à noter que, par une transformation de Lorentz, la rapidité d'une particule est simplement translatée d'une quantité constante :

$$y_2 = y_1 + 1/2 \log (1 - V/c) / (1 + V/c)$$

où V désigne la vitesse du repère 2 par rapport au repère 1.

En pratique, 1 sera le repère du laboratoire et 2 le repère du centre de masse (noté ultérieurement c.m.)

Une bonne approximation pour la rapidité est la quantité

$$\eta = 1/2 \operatorname{Log} (p + p_L) / (p - p_L) \approx \operatorname{Log} 2 - \operatorname{Log} \operatorname{tg} \theta$$

En définitive, on obtient $y_{lab} \approx \log 2 - u_L$

Remarques

L'hypothèse que les particules secondaires sont relativistes dans le c.m. peut se justifier très grossièrement par les arguments suivants : pour ce qui est des "étoiles blanches" (c'est-à-dire des interactions de $N_h = 0$), le nombre moyen de particules chargées émises par interaction est de $N_S = 7,72 \pm 0,54$. L'énergie disponible dans le c.m. pour la création de particules nouvelles est $\sqrt{s} \approx 20 \text{ GeV}$.

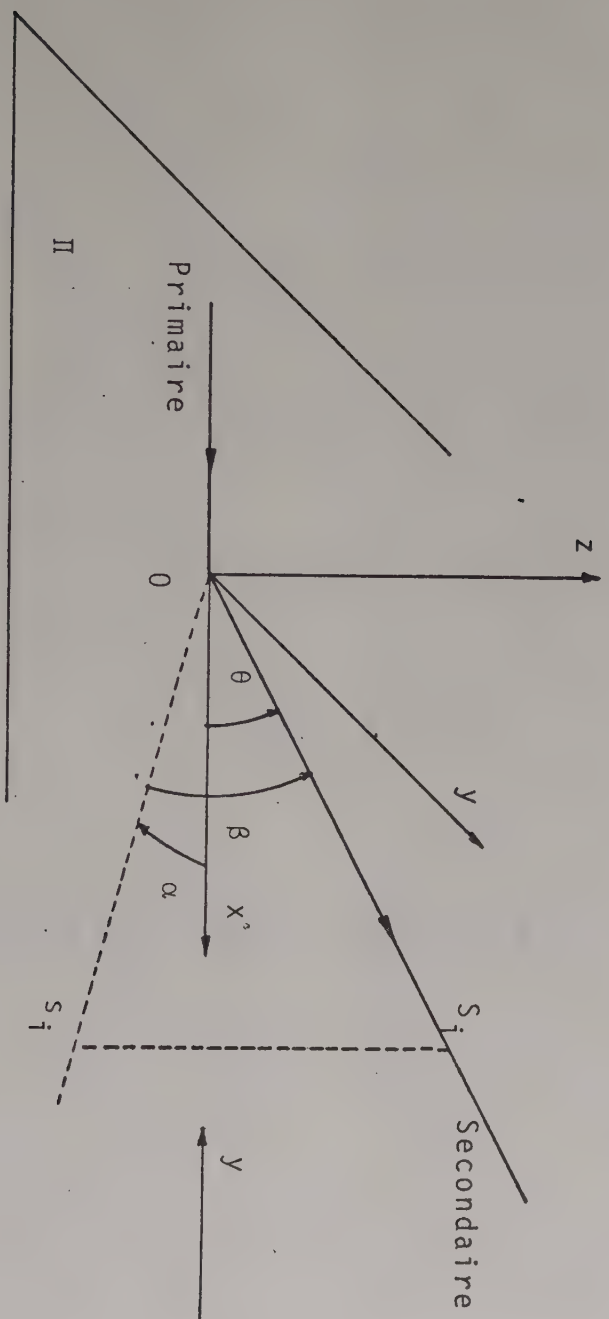
En tenant compte des particules neutres non observées, au nombre de $0,5 N_S$, on obtient le quotient suivant

$\sqrt{s}/1,5 N_S \approx 1 \text{ GeV/particule}$. Les particules secondaires étant des pions d'énergie de masse de l'ordre de 140 MeV, on peut penser que l'on a effectivement $\bar{v} \approx c$.

La collision de deux nucléons dans le système du laboratoire, de même que dans le système du c.m., est un phénomène présentant une symétrie axiale autour de la ligne d'incidence des particules. En d'autres termes, l'angle ψ défini sur la figure 2b doit être uniformément distribué sur l'intervalle $0, 2\pi$.

On a $\operatorname{tg}\psi = \operatorname{tg}\beta/\sin\alpha$. Le graphique qui donne la distribution des branches "showers" en fonction de ψ constitue donc un test de qualité pour les mesures angulaires, la symétrie axiale devant se traduire par une droite horizontale.

a)



b)

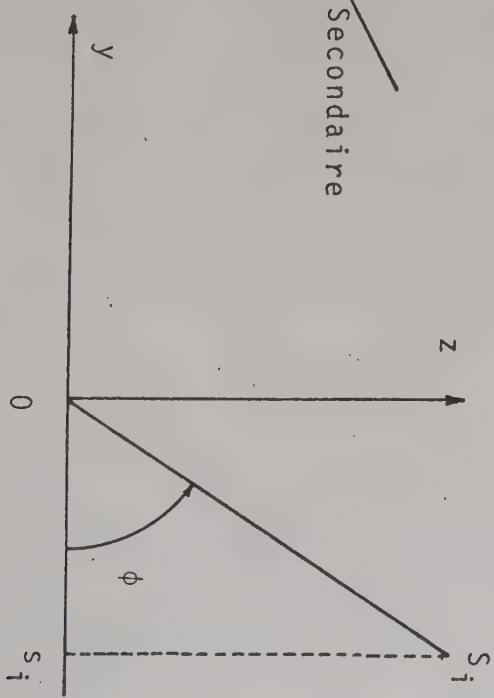


Figure 2

C H A P I T R E I I I

D O N N E E S E X P E R I M E N T A L E S

III.1. Efficacité

Ce chapitre contient les résultats expérimentaux obtenus par la collaboration (1) à 200 GeV. Les plaques irradiées verticalement ont été étudiées principalement au Canada, les résultats obtenus par cette méthode doivent être maniés avec précaution ; en particulier, au niveau du libre parcours moyen, il est parfois nécessaire d'effectuer certaines corrections, ce qui peut entraîner une majoration de l'erreur commise. Toutefois, la majeure partie des résultats présentés ici a été obtenue par dépouillement de plaques irradiées horizontalement.

Dans le cas d'un travail effectué par un physicien, en suivant cette dernière méthode, un calcul d'efficacité ne semble ni justifié ni véritablement fiable. Cependant, et eu égard au matériel utilisé, un certain nombre d'événements peu apparents - $N_h = 0$, $N_s < 3$ - a été perdu lors du suivage des traces ; dans ces cas particuliers, numériquement peu importants, il nous a paru préférable d'effectuer une estimation des résultats à partir de modèles théoriques, c'est là l'objet du paragraphe suivant.

Enfin, les membres roumains de la collaboration ont trouvé un nombre considérable d'interactions par recherche en volume. Lorsqu'il sera fait usage de leurs résultats, ce point sera mentionné explicitement.

III.2. Estimation des événements du type $N_h = 0, N_s < 3$

III.2. 1. Estimation du libre parcours moyen pour les événements du type $N_h = 0, N_s = 1$. Le groupe de Serpukhov (4) indique pour ces événements un libre parcours moyen de 45 m et ce pour une énergie de 67 GeV. Ce chiffre semble être une surestimation, en effet, ont été exclus et considérés comme interactions élastiques les événements ayant un angle de déviation inférieur à $0^\circ,6$, certains de ces événements provenaient, à coup sûr, de la production cohérente sur noyau.

On va développer ici un modèle basé sur des données relatives au processus suivant

$$p + p \rightarrow N_{\frac{1}{2}}^* + p, \quad N_{\frac{1}{2}}^* \rightarrow N\pi, \quad N\pi\pi$$

Ce modèle de production dans le noyau est dû à Margolis (5). C'est une application et une extension de la théorie de la diffusion multiple de Glauber.

Pour des transferts très faibles au noyau cible, nous pouvons avoir vers l'avant un phénomène de production cohérente suivant la réaction $p + \text{noyau} \rightarrow N_{\frac{1}{2}}^* + \text{noyau}$

Ce processus nécessite que le noyau demeure dans son état fondamental. Principalement, nous aurons dans ce cas une addition des amplitudes d'interaction sur les différents nucléons du noyau.

La particule incidente et la particule produite de vecteurs d'onde respectifs $\vec{k}_A$ et $\vec{k}_B$ étant représentées par des ondes planes dont le terme d'espace est $\exp i\vec{k}\vec{r}$, on a simplement :

$$(d\sigma/dt)_{\text{coh}} = (d\sigma/dt)_n \cdot \left| \sum_{i=1}^{i=A} \exp i\vec{k}_A \vec{r}_i \cdot \exp - i\vec{k}_B \vec{r}_i \right|^2$$

où les $\vec{r}_i$ sont les rayons vecteurs des nucléons à l'intérieur du noyau de nombre de masse A, $(d\sigma/dt)_n$ étant relatif à l'interaction considérée sur nucléon. En général on pose

$\vec{q} = \hbar \cdot (\vec{k}_A - \vec{k}_B)$, $\vec{q}$ étant le moment transféré. Le transfert t peut être calculé à partir de $\vec{q}$, pour $|\vec{q}|$ beaucoup plus petit que $|\hbar \cdot \vec{k}_A|$, on a simplement $t \approx -\vec{q}^2$.

En approximant le noyau à une sphère de densité nucléonique $\rho(\vec{r})$, on arrive à la formule suivante :

$$(d\sigma/dt)_{\text{coh}} = (d\sigma/dt)_n \cdot \left| \int \rho(\vec{r}) \cdot \exp (i \vec{q} \cdot \vec{r} / \hbar) d\vec{r} \right|^2$$

Le phénomène de production cohérente est donc prépondérant pour des moments transférés tels que $|\vec{q}| R_A / \hbar \ll 1$; R_A étant le rayon moyen du noyau mis en cause. Il est possible de transformer la formule obtenue précédemment de façon à tenir compte d'une éventuelle absorption des particules incidente et produite, par le milieu nucléaire.

Lors du passage à travers un milieu homogène une onde plane est simplement multipliée par un terme multiplicatif de la forme $\exp iKz$, où K est une constante traduisant les propriétés d'absorption et de déphasage du milieu, l'axe des z coïncidant avec la direction de propagation de l'onde considérée.

En écrivant l'onde plane sous la forme $\psi(z) \exp iKz$, on sait que les variations de ψ sont régies par l'équation différentielle suivante :

$$d\psi = (2i\pi/k) \rho f(0) \psi dz$$

où $f(0)$ est l'amplitude de diffusion vers l'avant des centres diffuseurs constituant la matière nucléaire de densité ρ . Cette équation différentielle a pour solution immédiate

$$\psi(z) = \exp \left((2i\pi/k) f(0) \int_{-\infty}^z \rho(xyz') dz' \right)$$

En tenant compte de ce dernier terme, la section efficace cohérente devient

$$(d\sigma/dt)_{\text{coh}} = (d\sigma/dt)_n \left| \sum_{i=1}^{i=A} \exp i\vec{k}_A \vec{r}_i \cdot \exp 2i\pi/k_A f_A(0) \int_{-\infty}^z \rho dz' \right|^2$$

$$\exp i\vec{k}_B \vec{r}_i \cdot \exp -(2i\pi/k_B \cdot f_B(0) \cdot \int_z^{+\infty} \rho dz') \right|^2$$

soit encore

$$= (d\sigma/dt)_n \left| \int \exp (2i\pi/k_A \cdot f_A(0) \int_{-\infty}^z \rho dz') \cdot \right.$$

$$\left. \exp (i\vec{q} \vec{r} / \hbar) \cdot \exp - (2i\pi/k_B \cdot f_B(0) \int_z^{+\infty} \rho dz') \cdot \rho d\vec{r} \right|^2$$

De façon générale , l'amplitude de diffusion vers l'avant est une quantité complexe dont la partie imaginaire est donnée par le théorème optique :

$$f(0) = \text{Re } f(0) + i \text{Im } f(0) \quad \text{Im } f(0) = k \cdot \sigma_t / 4\pi$$

$\sigma_t = \sigma_{\text{élastique}} + \sigma_{\text{inélastique}}$ désignant la section efficace totale de la particule incidente ou produite vis à vis des nucléons du noyau .

La figure 3 représente les variations du rapport $\rho = \text{Re } f(0) / \text{Im } f(0)$ en fonction de l'énergie incidente ; d'après cette figure , et aux énergies envisagées dans ce travail , il semble suffisant de prendre $\text{Re } f(0) \neq 0$

On obtient ainsi :

$$(d\sigma/dt)_{\text{coh}} = (d\sigma/dt)_n \cdot \left| \int \exp - \int_{-\infty}^z \sigma_A / 2 \cdot \rho(b, z') \cdot \right.$$

$$\exp i\vec{q}\vec{r}/\hbar \cdot \exp - \int_z^{+\infty} \sigma_B / 2 \cdot \rho(b, z') dz' \cdot$$

$$\rho(b, z) \cdot b \cdot db \, d\psi \, dz \left| \right|^2$$

Si on admet que la particule incidente et la résonance produite ont même section efficace totale vis à vis des nucléons du noyau , on arrive à :

$$(d\sigma/dt)_{\text{coh}} = (d\sigma/dt)_n \left| \int \exp - [\sigma/2 \cdot T(b)] \cdot \exp i\vec{q}\vec{r}/\hbar \cdot \right.$$

$$b db d\psi dz \left| \right|^2 = (d\sigma/dt)_n \left| C_{\text{coh}} \right|^2$$

où on a posé $\sigma_A = \sigma_B = \sigma$ et $T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b,z) dz$

En décomposant $\vec{q}$ en deux vecteurs orthogonaux $\vec{q}_{\parallel}$ et $\vec{q}_{\perp}$ ($\vec{q}_{\parallel}$ dirigé suivant l'axe des z , $\vec{q}_{\perp}$ normal à cet axe) et en effectuant l'intégration sur la variable ψ , on obtient :

$$C_{coh} = \int_0^{+\infty} 2\pi J_0(bq_{\perp}/\hbar) \cdot \exp - [\sigma T(b)/2] \cdot$$

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iq z/\hbar) \rho(b,z) dz \right\} b db$$

où : $J_0(x) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \exp(ix \exp i\psi) \cdot d\psi$ est la fonction de Bessel d'ordre 0.

Au niveau de ce calcul, il faut faire choix d'une forme particulière pour la fonction $\rho(b,z)$: Il est possible de considérer ρ comme une fonction constante à l'intérieur d'une sphère et nulle à l'extérieur ; cependant, en prenant pour ρ une gaussienne, à savoir, $\rho(r) = 3/4\pi R^3 (6/\pi)^{1/2} \exp - 3/2(b^2+z^2)/R^2$

les calculs semblent plus simples.

$$\text{On a : } T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b,z) dz = (3A/2\pi R^2) \exp - 3b^2/2R^2$$

Soit :

$$C_{coh} = \int_0^{\infty} J_0(bq_{\perp}/\hbar) \cdot \exp - [\sigma T(b)/2] \cdot 3A \cdot \exp - 3b^2/2R^2 \cdot$$

$$\exp - (q_{\parallel} R/\hbar)^2 / 6 \cdot b \cdot db$$

En effectuant le changement de variable $b \rightarrow y = \exp - 3b^2/3R^2$, on arrive à :

$$C_{coh} = A \cdot \exp - (cq_{\parallel} R / \hbar c)^2 / 6 \cdot \int_0^1 J_0 \left[(cq_{\perp} R / \hbar c) \cdot \sqrt{-(2/3) \text{Log } y} \right] \\ \exp - (3A\sigma y / 4\pi R^2) dy$$

Cette dernière quantité doit être calculée numériquement pour différentes valeurs du transfert t . Pour cela il faut d'abord remarquer qu'il existe une valeur minimale pour $|\vec{q}|$ permettant la création d'une particule de masse M_B à partir d'une particule de masse M_A et d'impulsion P_A , à savoir $|\vec{q}|_{\min} \neq (M_B^2 - M_A^2) / 2P_A$. Pour la résonance $N^*(1470)$, on trouve $|\vec{q}|_{\min} \neq 6,26 \text{ MeV}$. Pour la valeur du transfert correspondant à ce minimum, on a $q_{\perp} = 0$ et $q_{\parallel} = |\vec{q}|_{\min}$, on peut donc calculer la valeur initiale de C_{coh}

$$C_{coh} = 4\pi R^2 / 3\sigma \exp - (q_{\parallel} cR / \hbar c)^2 / 6 \cdot (1 - \exp - 3A\sigma / 4\pi R^2)$$

Cette valeur est interprétée comme étant le nombre efficace N_{eff} de nucléon du noyau participant à la production cohérente. Pour $t = -0,01(\text{GeV})^2$, qui est la première valeur envisagée dans le calcul numérique, on a déjà $|\vec{q}c| \neq 0,1 \text{ GeV}$, ce qui est grand devant $|\vec{q}|_{\min}$, on prendra donc $cq_{\perp} \neq \sqrt{-t}$ et $cq_{\parallel} \neq |\vec{q}|_{\min}$, cette approximation étant maintenue ultérieurement.

D'après les données de la référence (4) , le phénomène prépondérant dans le cadre de cette étude est la production de la résonance $N^*(1470)$ pour laquelle nous avons pris une section efficace $(d\sigma/dt)$ pour $t=0$ de l'ordre de $12 \text{ mb}/(\text{GeV})^2$. Afin d'obtenir $(d\sigma/dt)_{\text{coh}}$, on a pris simplement $(d\sigma/dt)_n(t) = (d\sigma/dt)_n(t=0)$, ce qui est admissible dans la mesure où l'on s'intéresse à des transferts très faibles . Pour obtenir la section efficace totale , il suffit de sommer pour toutes les valeurs de t ; le tableau suivant rassemble les constantes nécessaires au calcul et indique les valeurs numériques trouvées

Element	$R_{\text{en fm}}$	N_{eff}	$\sigma_i \text{ en mb}$	$10^{20} \cdot n_i \text{ en atomes/cm}^3$	$\lambda_i \text{ en m}$
^1_1H	-	-	$0,74 \pm 0,4^*$	328,59	509,5
$A = 14$	$2,4^{**}$	5,5	4,3	267,44	107,4
$A = 95$	$4,3^{**}$	19,8	14,7	197,26	43,1

* référence /7/ ** référence /8/

La figure 3bis montre les variations de $(d\sigma/dt)_{\text{coh}}$ en fonction de t pour 2 noyaux caractéristiques.
 Pour achever le calcul des λ_i , libres parcours moyens relatifs aux divers groupes de noyaux de l'émulsion , il faut tenir compte des divers modes de décomposition de $N^*(1470)$; nous ne

sommes intéressées que par des désintégrations du type $p\pi^0$, $n\pi^+$, $p\pi^0\pi^0$ et $n\pi^+\pi^0$ ne comportant qu'une seule particule chargée. Le rapport de branchement $N\pi/N\pi\pi$ étant de 60/40 (9), il est raisonnable de penser que 80% de la section efficace totale contribuera à l'apparition d'événements du type $N_h = 0$, $N_s = 1$. Dans ces conditions, le libre parcours moyen λ pour l'émulsion est donné par :

$$1/\lambda = \sum_i 1/\lambda_i = \sum_i 0,8 n_i \sigma_i$$

On trouve λ de l'ordre de 29 m.

Pour une longueur de traces suivies égale à 747,59 m, le nombre d'événements $N_h = 0$, $N_s = 1$ peut donc être voisin de 26

III.2.2. Estimation du libre parcours moyen pour les événements du type $N_h = 0$, $N_s = 2$

On peut distinguer pour ces interactions trois origines possibles : choc élastique sur un noyau d'hydrogène, collision avec un électron, interaction inélastique d'un proton sur un noyau.

A 200 GeV - la section efficace élastique p-p s'élève à $(6,8 \pm 0,3)$ mb. Au moment de l'exposition, les émulsions contenaient $328,59 \cdot 10^{20}$ noyau d'hydrogène par cm^3 , d'où un libre parcours moyen de $(44,7 \pm 2,0)$ m, soit 17 événements pour un parcours de 747,59 m.

Pour traiter le cas des collisions avec les électrons, il faut

faire usage de la formule dûe à Bhabha ,

$$\phi(W)dW = 2\pi r^2 (m_e c^2) N Z_{\text{eff}}^2 / \beta^2 (1 - \beta^2 W / W_{\text{max}}) dW / W^2$$

donnant le nombre d'électrons libérés par unité de longueur ,

avec une énergie W à dW près , où

$$r = e^2 / 4\pi\epsilon_0 mc^2 = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm est le rayon classique}$$

de l'électron

$$m_e c^2 = 0,51 \text{ MeV l'énergie de masse de l'électron}$$

Z_{eff} , la charge de la particule incidente

N le nombre d'électrons par unité de volume

$$\approx 10^{24} \text{ électrons par cm}^3$$

Il faut connaître le nombre d'électrons libérés par unité

de parcours , pour cela , il est nécessaire de calculer

$$\int_{W_1}^{W_2} \phi dW , \text{ le problème étant de déterminer les bornes } W_1, W_2 .$$

De façon générale , l'énergie W d'un électron choqué élastiquement

par un proton d'impulsion P est liée à l'angle θ de déviation

de cet électron par rapport à la direction incidente . On a

$$W = 2M_e (P \cos \theta)^2 / (M_e + (P^2 + M_e^2)^{1/2} - P^2 \cos^2 \theta)$$

Nous prendrons pour W_2 l'énergie maximale que puisse acquérir

un électron choqué , situation correspondant à $\theta = 0$, soit

$W_2 = 40 \text{ GeV}$. Pour W_1 , le choix s'avère plus délicat ; on

prendra $W_1 = 50 \text{ MeV}$, soit $\theta = 8^\circ$, en espérant que , pour

des énergies inférieures à ce seuil , les électrons seront

immédiatement reconnus en tant que tels au moment du dépouillement,

et ceci à cause du multi scattering coulombien . On obtient

$$\int_{W_1}^{W_2} \phi(W) dW = 2\pi r^2 m_e c^2 N Z_{\text{eff}}^2 / \beta^2 (1/W_1 - 1/W_2 (1 + \beta^2 \text{Log } W_2 / W_1))$$

Tous calculs effectués , on trouve $\lambda_{\text{électrons}} = 1 / \int \phi dW = 1,9 \text{ m}$

III.2.3. Événements du type $N_h=0, N_s=3$

Les événements de ce type ne présentant ni recul ni trace d'électron peuvent être attribués aux interactions proton-noyau vraies, ou à la création de paires d'électrons (e^+, e^-) lors du passage du proton incident dans le champ coulombien d'un noyau de l'émulsion.

Nous avons examiné soigneusement tous les événements $N_h=0, N_s=3$ trouvés. Chacune des branches émergentes a été suivie sur une longueur de plusieurs cm, afin de savoir si la trace considérée était due à un électron ou non, les électrons ayant des trajectoires sinueuses au-dessous d'une certaine énergie. Tous les événements ayant été reconnus comme des tridents électroniques ont été chassés de notre statistique. En outre, de nombreux photons sont engendrés suivant la réaction $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, un certain nombre de ces photons se matérialisent en des points situés sur la trace des particules incidentes, créant ainsi de faux tridents. Ce dernier phénomène ne semble présenter d'importance que dans le cas des plaques irradiées verticalement où le flux est plus important que pour les plaques horizontales.

III.3 Données Expérimentales

III.3.1 Libre parcours inélastique. Multiplicité des showers.

Pour une longueur de trace suivie égale à 747,59m, il a été trouvé $N=2121$ interactions inélastiques, ce qui correspond à $\lambda_{\text{inélastique}} = (35,5 \pm 0,8) \text{ cm}$, l'erreur indiquée, égale à $\lambda / \sqrt{N}$, étant simplement d'origine statistique.

Pour ce qui est de la multiplicité moyenne des showers , nous avons trouvé $\langle N_s \rangle = 12,9 \pm 0,2$. La figure 4 montre les variations de $\langle N_s \rangle$ et $\langle N_{ch} \rangle$ (nombre moyen de particules relativistes produites lors d'une interaction p-p) pour des énergies allant de 7,1 GeV à 11 TeV ; les données numériques ayant été extraites des références (10,11,12) .

La propriété la plus frappante est la faiblesse du rapport $R_{em} = \langle N_s \rangle / \langle N_{ch} \rangle = 1,68 \pm 0,04$, dans notre cas . Il est possible de connaître la multiplicité pour chacun des groupes de noyaux - H , CNO , Ag Br - de l'émulsion , en suivant une méthode introduite par Florian et al. (13)

Il faut disposer de la distribution du nombre des événements en fonction de N_h , les événements de $N_h > 8$ sont dûs nécessairement à une interaction p-Ag,Br , on effectue une extrapolation de cette distribution pour $N_h \leq 8$, les événements p-H ayant été au préalable éliminés . On connaît ainsi la distribution en N_h des événements dûs au groupe CNO ; on attribue ensuite à chaque événement de N_h donné une multiplicité égale à la multiplicité moyenne pour ce type d'événement . On obtient par cette voie : $\langle N_s \rangle_{CNO} = 10,7$ $\langle N_s \rangle_{AgBr} = 14,3$

III.3.2. Branches noires et grises .

Nous avons regroupé les interactions trouvées en quatre groupes suivant la valeur de N_h . Le tableau ci-dessous indique les pourcentages trouvés pour diverses énergies .

Energie en GeV	$N_h=0$	$N_h=1$	$2 \leq N_h \leq 5$	$5 < N_h$
6,2	$6,5 \pm 0,5$	$9,6 \pm 0,8$	$28,3 \pm 1,4$	$55,7 \pm 2,2$
22,5	$9,2 \pm 1,1$	$12,1 \pm 1,1$	$29,3 \pm 2,1$	$49,4 \pm 2,9$
200	$17,2 \pm 1,1$	$10,5 \pm 0,8$	$27,5 \pm 1,5$	$44,7 \pm 2,2$
300	$17,3 \pm 0,7$	$12,1 \pm 1,7$	$29,2 \pm 2,5$	$41,4 \pm 2,6$

L'augmentation du pourcentage des étoiles blanches ($n_h = 0$) peut s'expliquer, au moins partiellement, par une croissance de la section efficace de production cohérente.

A 200 GeV, nous avons trouvé $\langle N_h \rangle = 7,4 \pm 0,2$. A 27 et 300 GeV, les valeurs sont respectivement $7,2 \pm 0,2$ et $6,9 \pm 0,4$. Ces résultats montrent que la désintégration du noyau cible est relativement indépendante de l'énergie de la particule incidente. Ce fait signifie que l'énergie d'excitation du noyau frappé ne varie pas de façon importante entre 20 et 300 GeV. L'augmentation du nombre des pions produits ne se répercute pas au niveau de l'énergie transférée au noyau. Cela suggère que la majorité des pions quitte le noyau sans y subir un phénomène de cascade appréciable.

III.3.3. Variations de $\langle N_s \rangle$ en fonction de N_h

Pour chaque valeur du nombre des branches noires ou grises, nous avons calculé une valeur moyenne du nombre de showers. La figure 5 montre qu'il existe entre ces 2 grandeurs une relation pratiquement linéaire. Pour $N_h = 0$, nous trouvons $\langle N_s \rangle = 7,9 \pm 0,5$, cette valeur est à rapprocher de celle obtenue pour les interactions p-p de la chambre à bulles, à savoir, $7,65 \pm 0,17$.

La figure 6 semble montrer que la relation linéaire entre $\langle N_s \rangle$ et N_h subsiste à 6,2 GeV (10), 22,5 GeV (13,14), 69 GeV (15).

La figure 7 donnant les variations du rapport $\langle N_s \rangle / \langle N_{ch} \rangle$ en fonction de N_h pour des énergies de 69 GeV à 11 TeV indique que l'on peut écrire, avec une bonne approximation, $\langle N_s \rangle / \langle N_{ch} \rangle \approx 1 + b N_h$ où b est une constante indépendante de l'énergie incidente.

III.3.4. Distributions angulaires

Pour des raisons invoquées au chapitre II, la variable angulaire utilisée sera $u_L = \log_{10} \text{tg} \theta$.

Pour chaque branche relativiste émergeant d'une interaction, nous avons calculé θ puis u_L ; pour chaque événement, nous avons également calculé $\langle u_L \rangle$.

Les étoiles de taille moyenne - $2 < N_h < 5$ - présentent une distribution angulaire des showers grossièrement symétrique dans le c.m.

On peut attribuer ces événements à des interactions avec les noyaux légers (CNO) où à des collisions périphériques avec un noyau lourd . Pour ces événements , on peut penser que les réactions secondaires à l'intérieur du noyau sont peu importantes .

Les grandes étoiles - $N_h > 5$ - comportent un excès de particules émises vers l'arrière dans le c.m. , ce qui indique l'importance des réactions secondaires . Les figures 9 montrent le nombre d'événements pour un N_s donné , ayant 0,1,2,... showers dirigés vers l'arrière dans le c.m. ; on constate que le pourcentage d'événements ayant 0 shower dirigé vers l'arrière est une fonction décroissante de N_s et ceci quelle que soit la parité de N_s .

La figure 10 représente les variations de $\langle u_L \rangle$ et σ en fonction de N_h .

La figure 11 abcd montre la distribution des showers en fonction de u_L pour des interactions de N_h et N_s fixés . Les figures 12 abcdefghi et 13 abcde fournissent la distribution du nombre d'événements en fonction de $\langle u_L \rangle$, calculé pour chaque événement .

Les figures 12 semblent indiquer , dans le cas des N_s impairs , un déplacement vers les valeurs fortes de $-u_L$ lorsque la multiplicité décroît . Il est permis de penser que ce phénomène s'explique par l'existence d'une résonance , malheureusement la pauvreté de nos statistiques ne nous permet pas de conclure avec précision .

III.4. La production cohérente

Les calculs du paragraphe III.2.1. fournissent, en première approximation, la formule suivante concernant la section efficace de production cohérente :

$$(d\sigma/dt)_{p-N} = (d\sigma/dt)_{p-p} \cdot \left| \int_{\text{Noyau}} \rho(\vec{r}) \exp i\vec{q}\vec{r}/\hbar \cdot d\vec{r} \right|^2 \quad (1)$$

A côté de ce processus où tous les nucléons du noyau cible concourent au phénomène de production envisagée (17), nous devons considérer également une interaction non cohérente, la particule incidente n'interagissant qu'avec un seul nucléon du noyau. On peut alors écrire simplement :

$$(d\sigma/dt)_{\text{non cohérent}} = (d\sigma/dt)_{p-p} \cdot A$$

A étant le nombre atomique de la cible.

D'après (1), on voit également que le phénomène de production cohérente provoque une forte augmentation des sections efficaces de production : $(d\sigma/dt)_{\text{coh}} \propto (d\sigma/dt)_{p-p} \cdot A^2$.

Si on envisage comme pouvant relever de ce mode de production, les réactions suivantes :

III.4. La production cohérente

Les calculs du paragraphe III.2.1. fournissent, en première approximation, la formule suivante concernant la section efficace de production cohérente :

$$(d\sigma/dt)_{p-N} = (d\sigma/dt)_{p-p} \cdot \left| \int_{\text{Noyau}} \rho(\vec{r}) \exp i\vec{q}\vec{r}/\hbar \cdot d\vec{r} \right|^2 \quad (1)$$

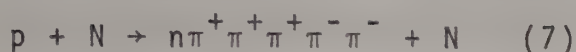
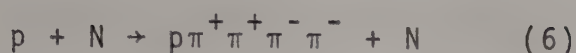
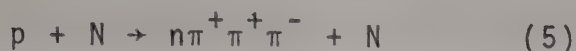
A côté de ce processus où tous les nucléons du noyau cible concourent au phénomène de production envisagée (17), nous devons considérer également une interaction non cohérente, la particule incidente n'interagissant qu'avec un seul nucléon du noyau. On peut alors écrire simplement :

$$(d\sigma/dt)_{\text{non cohérent}} = (d\sigma/dt)_{p-p} \cdot A$$

A étant le nombre atomique de la cible.

D'après (1), on voit également que le phénomène de production cohérente provoque une forte augmentation des sections efficaces de production : $(d\sigma/dt)_{\text{coh}} \propto (d\sigma/dt)_{p-p} \cdot A^2$.

Si on envisage comme pouvant relever de ce mode de production, les réactions suivantes :



au cours desquelles le nombre baryonique, le nombre d'étrangeté, l'isospin et la charge du système final sont inchangés par rapport aux grandeurs correspondantes de la particule incidente, on peut s'attendre à trouver une surabondance pour les événements de N_s impair.

- (Les réactions (2) et (3) conduisent à $N_s = 1$)
- (Les réactions (4) et (5) conduisent à $N_s = 3$)
- (Les réactions (6) et (7) conduisent à $N_s = 5$)

Ce fait est confirmé par la figure 13 bis qui représente la distribution du nombre des événements du type $N_h = 0$ en fonction du nombre de branches émergentes N_s ; on distingue nettement un pic pour les événements $N_s = 3$.

Par ailleurs, la formule (1) indique également que le phénomène de production cohérente ne prend toute son importance que pour des transferts $\vec{q}$ entre particule incidente et noyau cible faibles et plus précisément tels que $|\vec{q}| \ll h/R_A$. Ceci fournit un critère permettant la sélection des événements cohérents.

Tout d'abord, il n'y aura ni destruction ni excitation du noyau cible ; du point de vue expérimental, il sera impossible de détecter tout recul de ce même noyau et les particules secondaires seront fortement collimatées vers l'avant dans le repère du laboratoire. D'autre part, la condition $q < h/R_A$ peut se traduire sur le plan de la géométrie des événements considérés par $\sum_i \sin \theta_i < \hbar/(R_A m_\pi)$ (18), la sommation étant, en principe étendue à toutes les particules émergentes. Pour $A = 14$ et 95 , on trouve la quantité $\hbar/(R_A m_\pi) \sim A^{-1/3}$ égale respectivement à $0,4$ et $0,2$. Dans la pratique, la majorité des événements $N_h = 0$, $N_s = 3$ mesurés vérifie le critère

$$\sum_{i=1}^{i=3} \sin \theta_i \leq 0,3 = \sum .$$

La figure 13 ter, donnant le nombre d'événements tels que

$$\sum_{i=1}^{i=3} \sin \theta_i \leq \sum \text{ en fonction de } \sum , \text{ indique que le choix de la}$$

valeur seuil $\sum = 0,3$ n'a qu'une faible importance.

$$\text{Parmi tous les événements } N_h = 0, N_s = 3 \text{ vérifiant } \sum_{i=1}^{i=3} \sin \theta_i < 0,3$$

ceux qui présentent un recul ou une trace d'électron ne relèvent pas, bien évidemment, du phénomène de production cohérente,

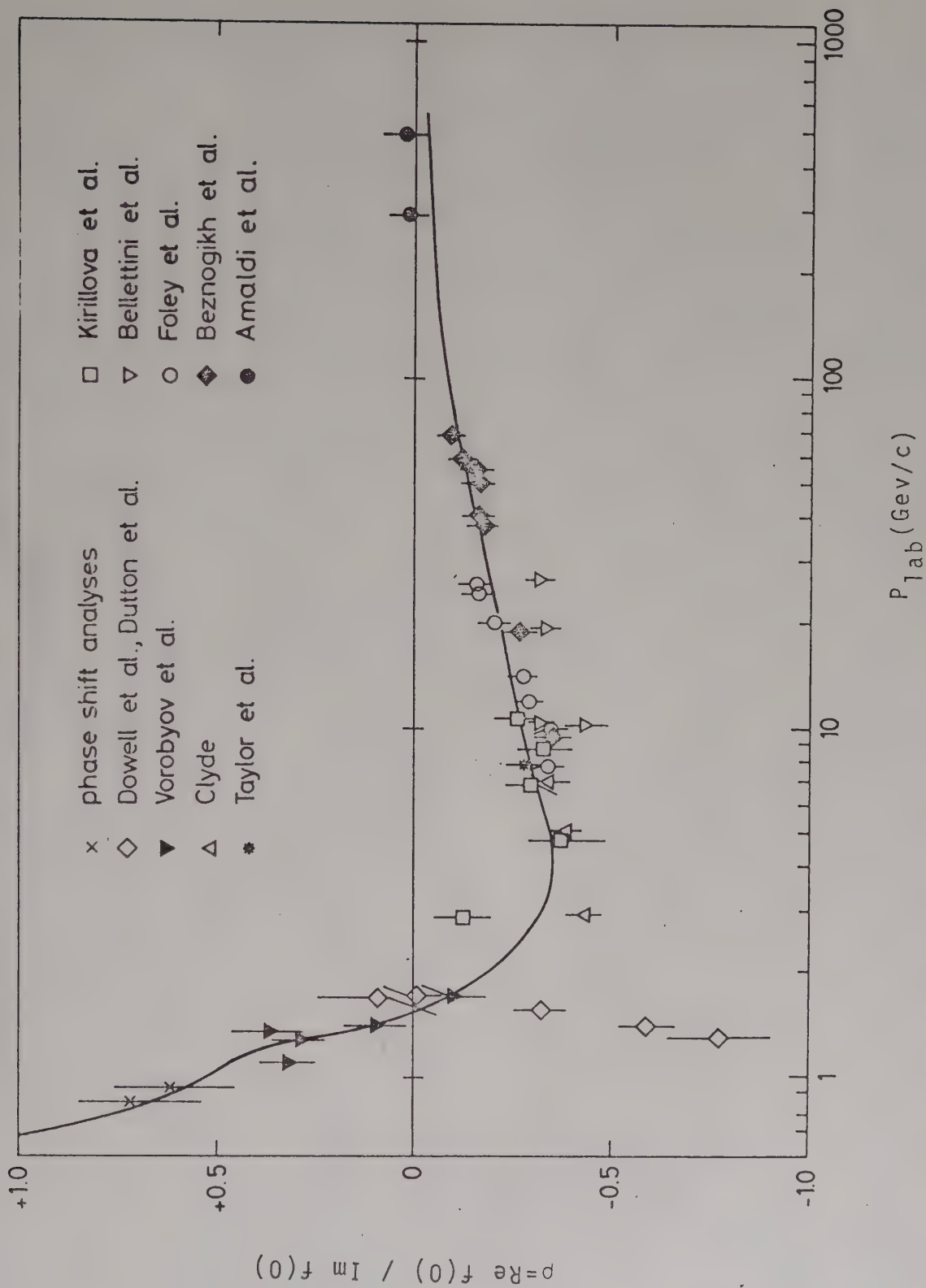


Figure 3

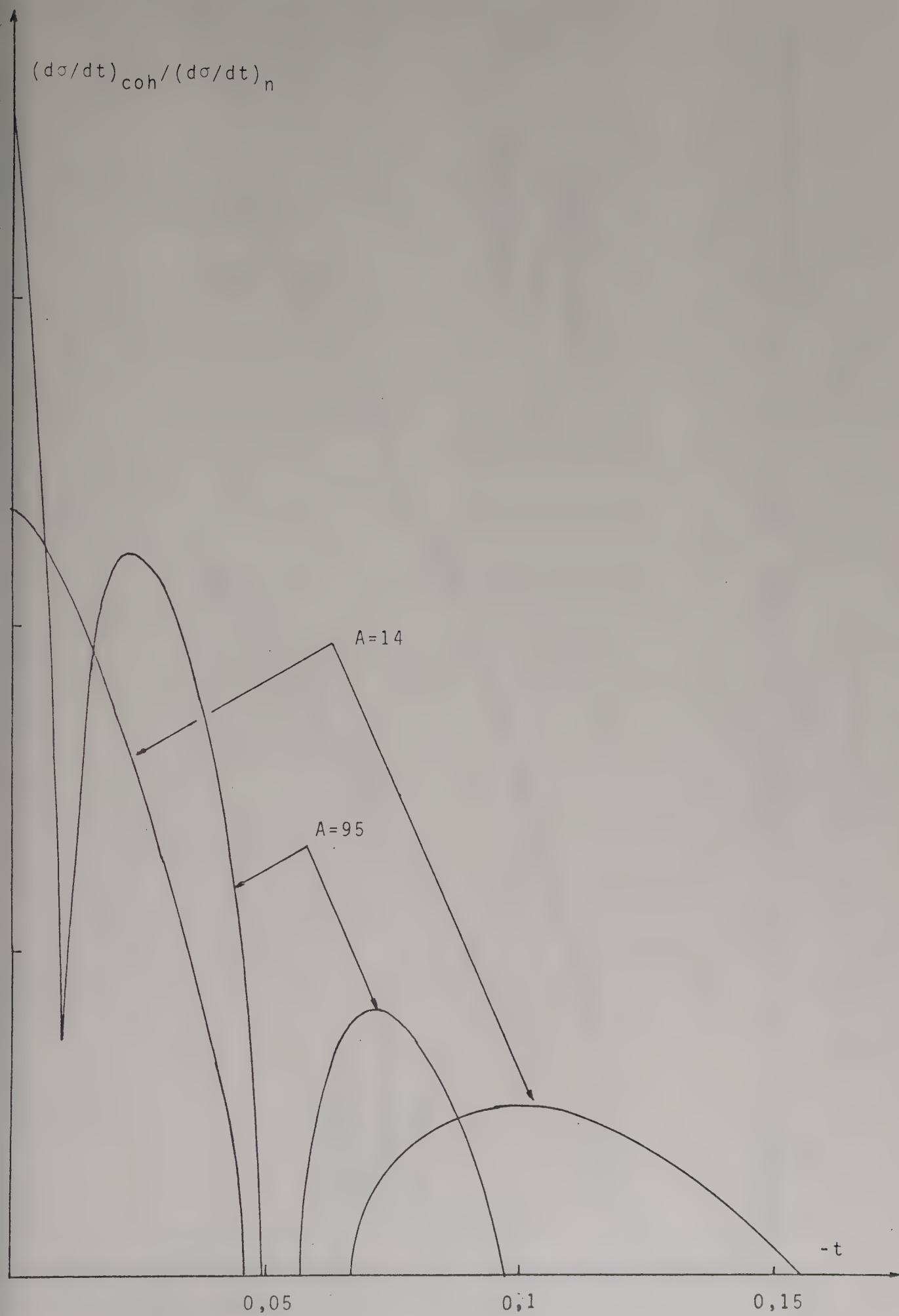


Figure 3bis

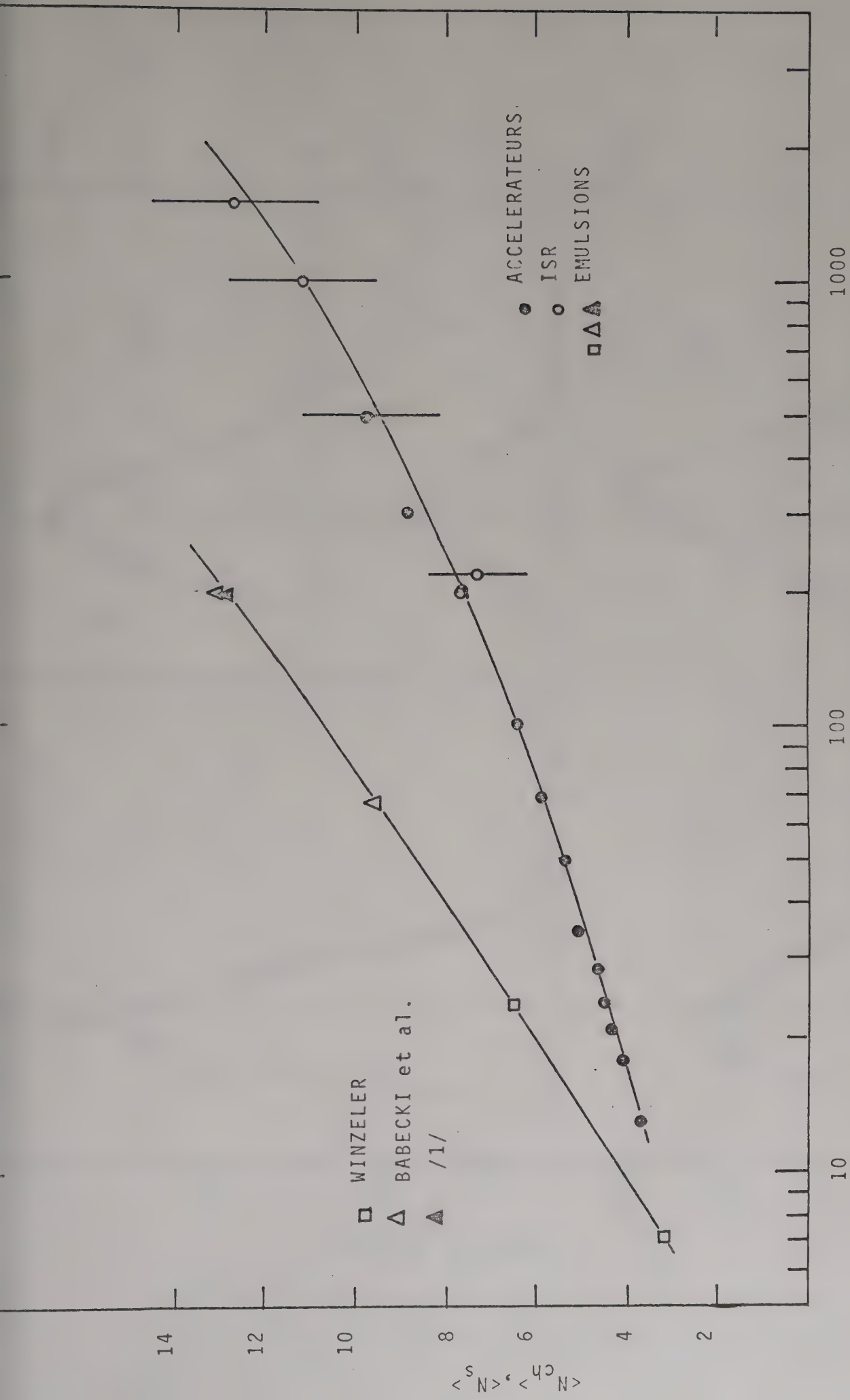
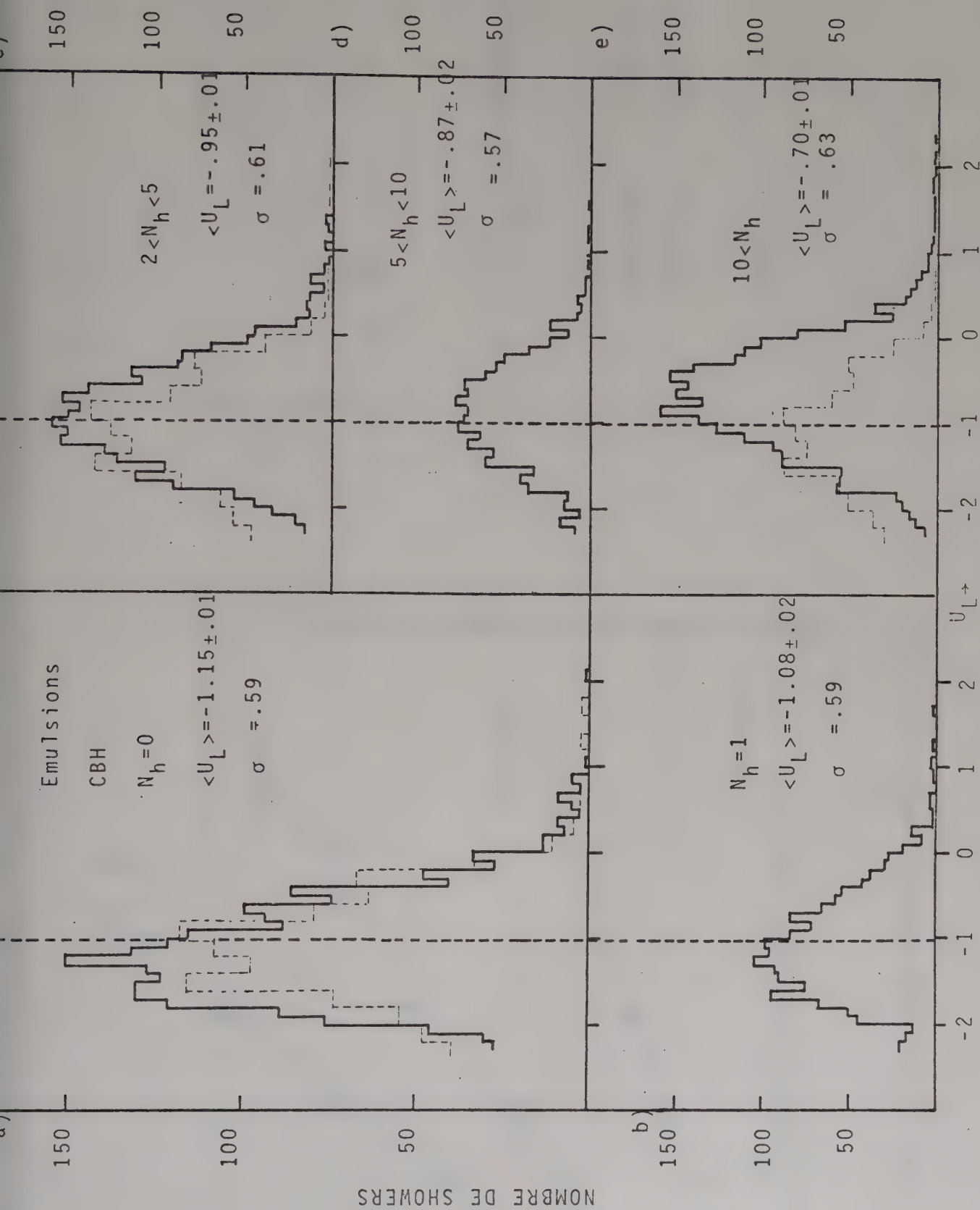


Figure 4



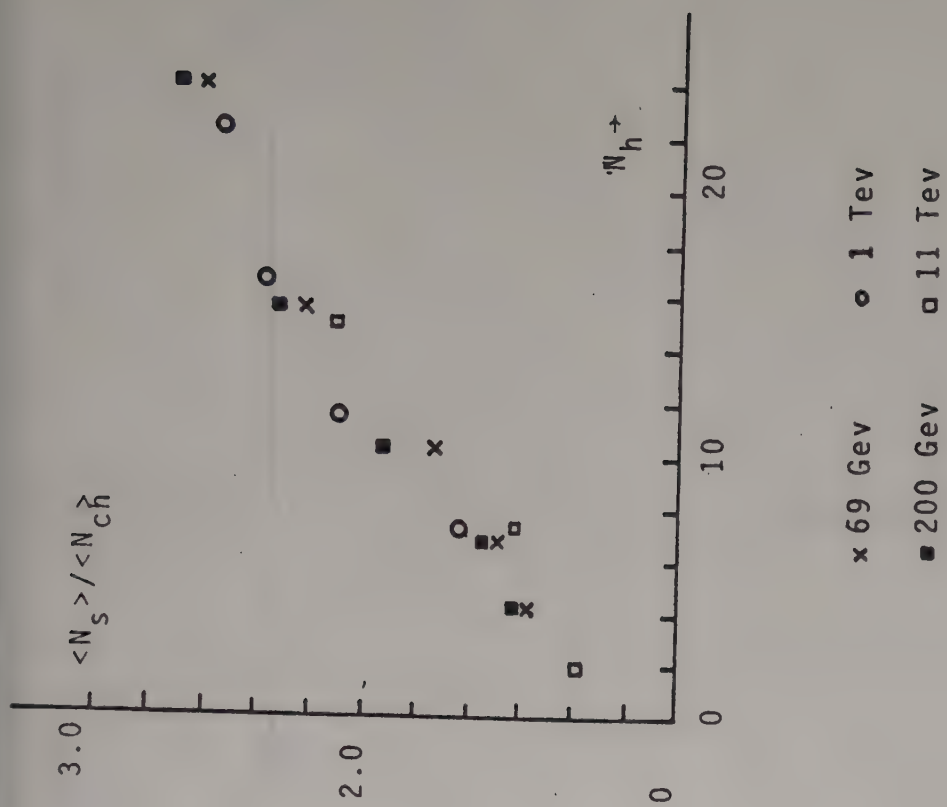
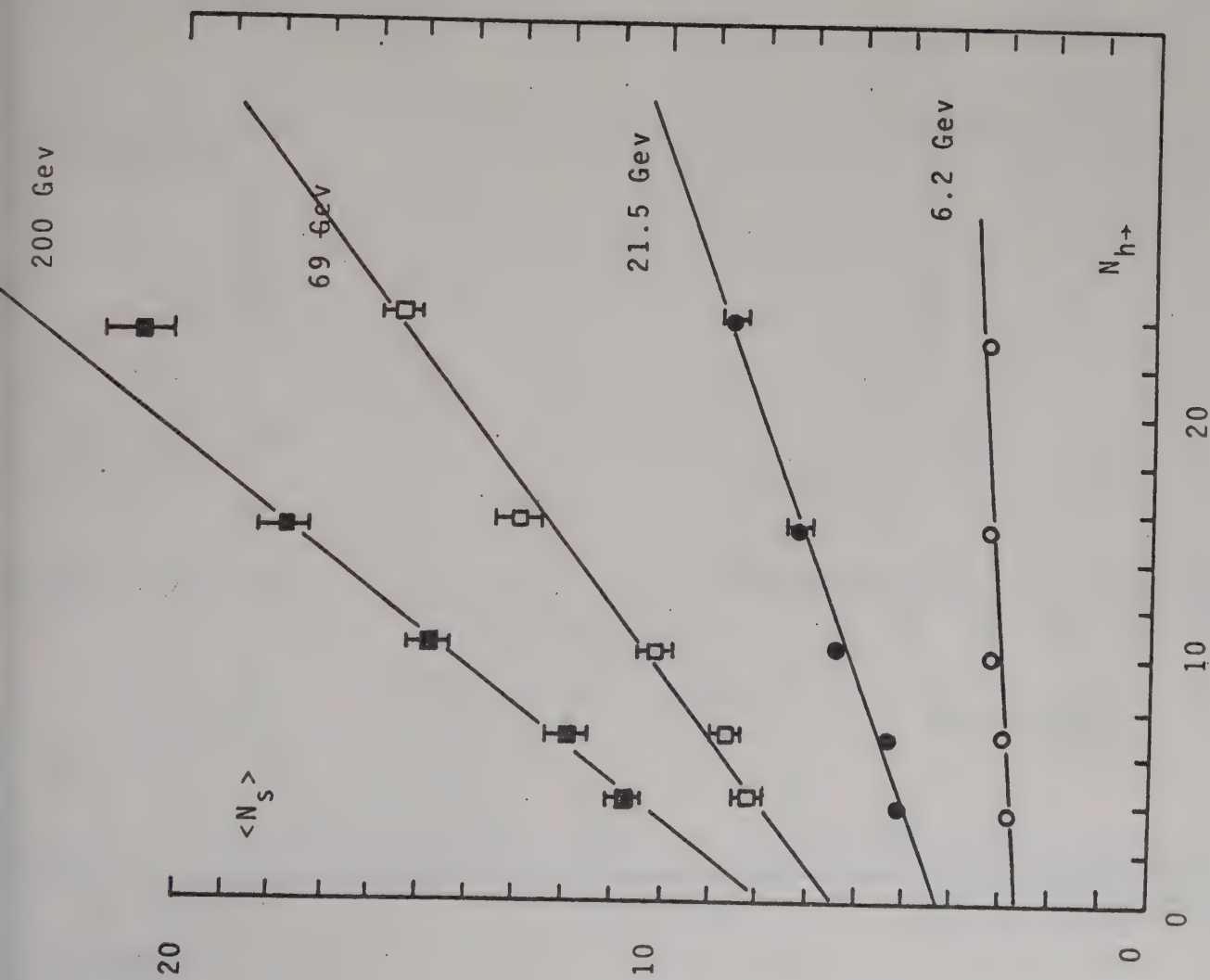
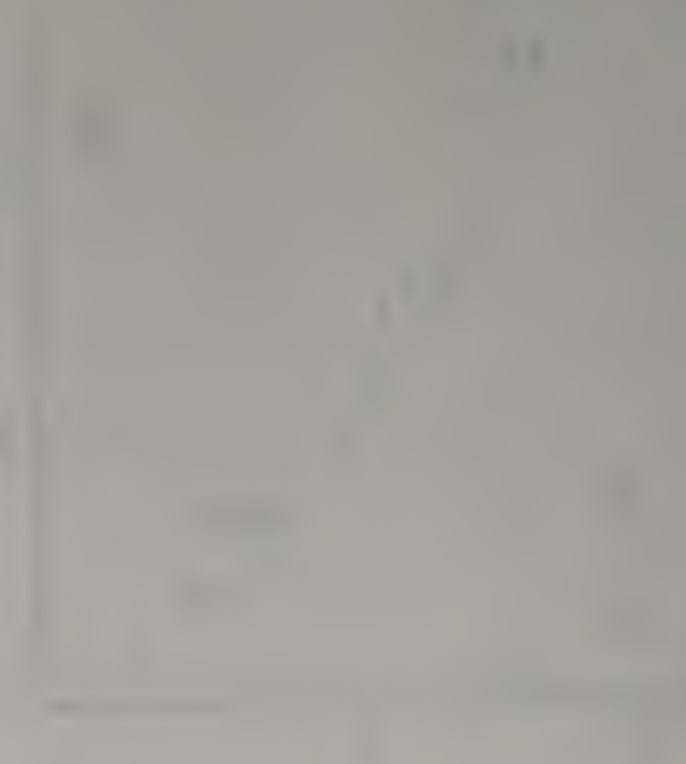
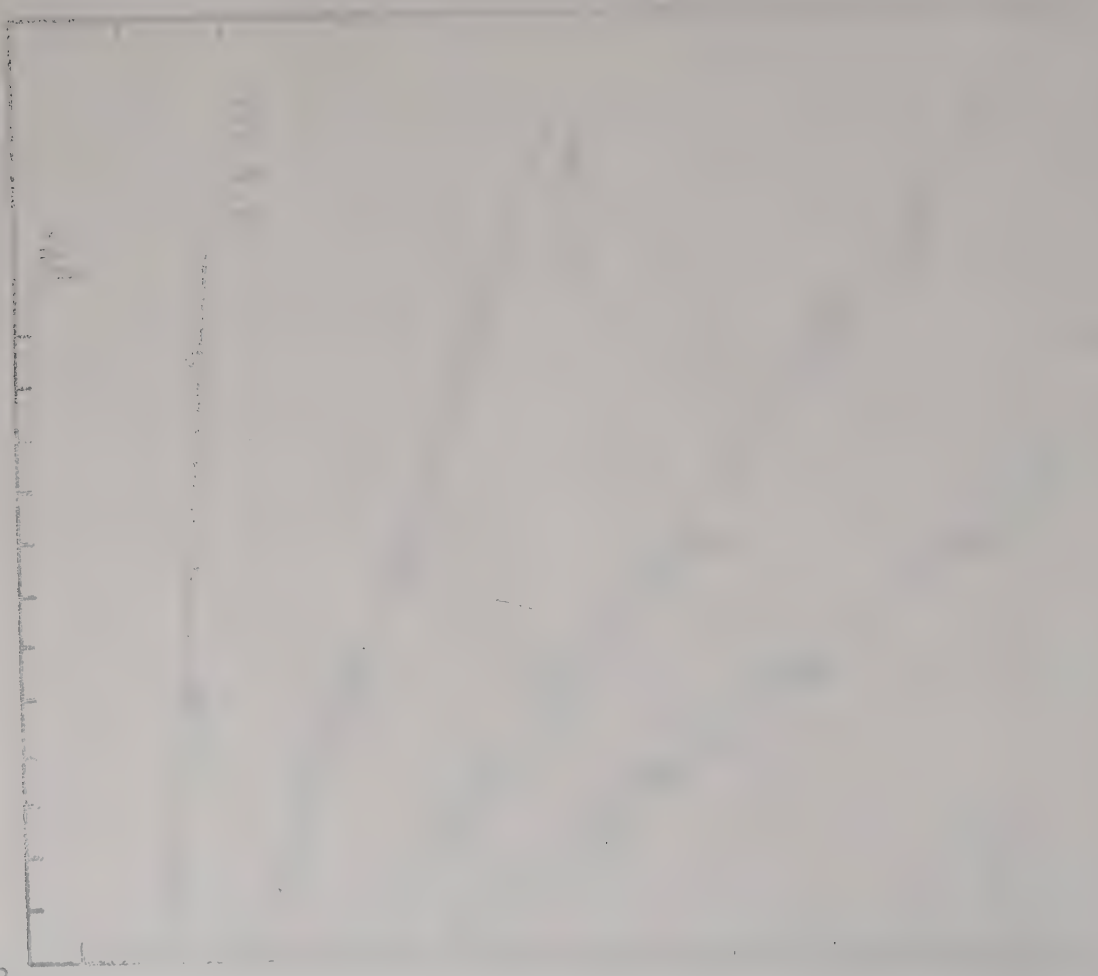


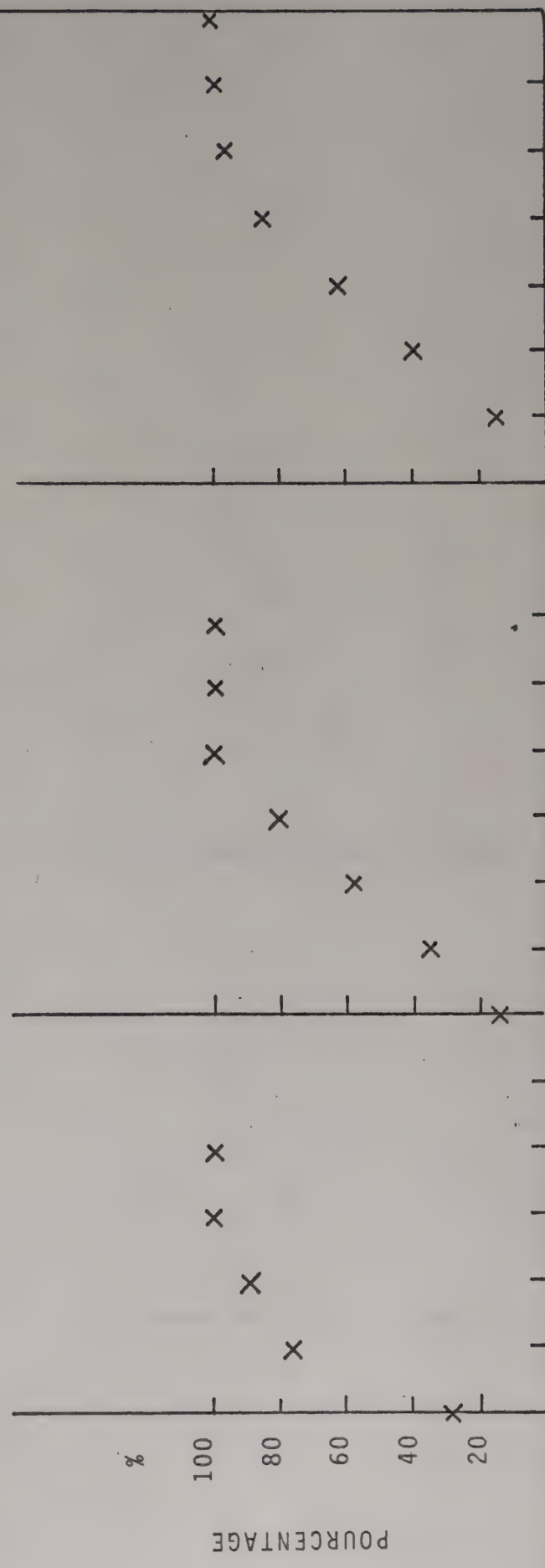
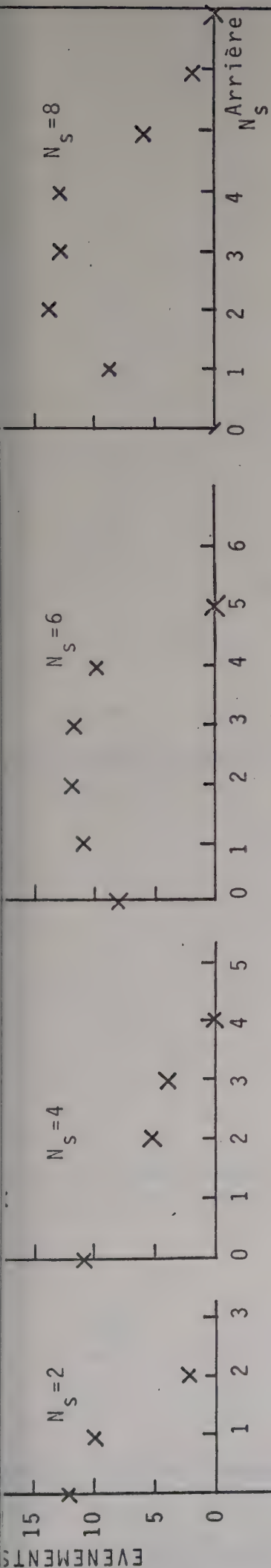
Figure 7

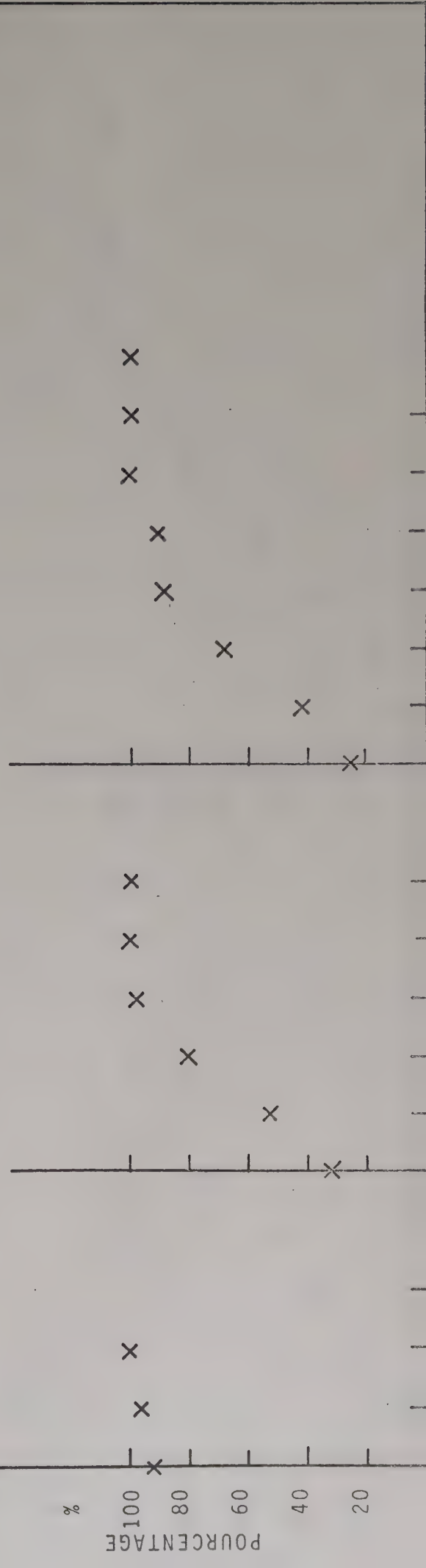
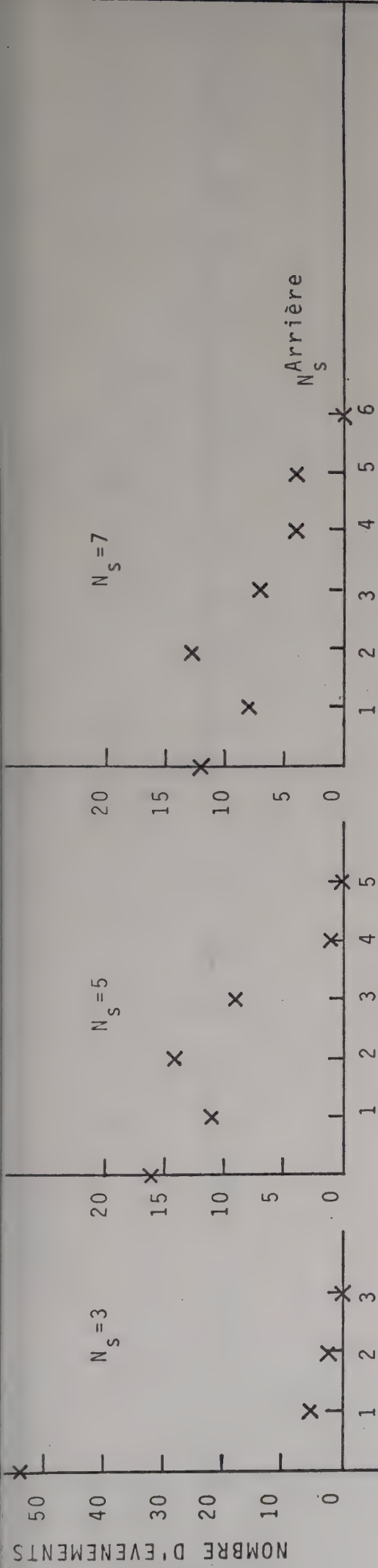
0.5

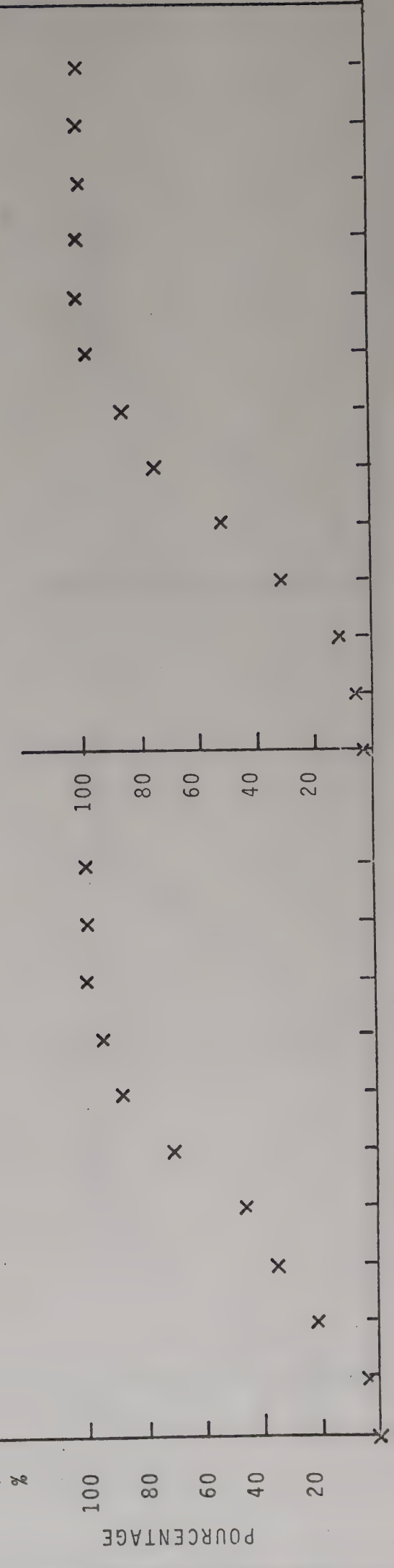
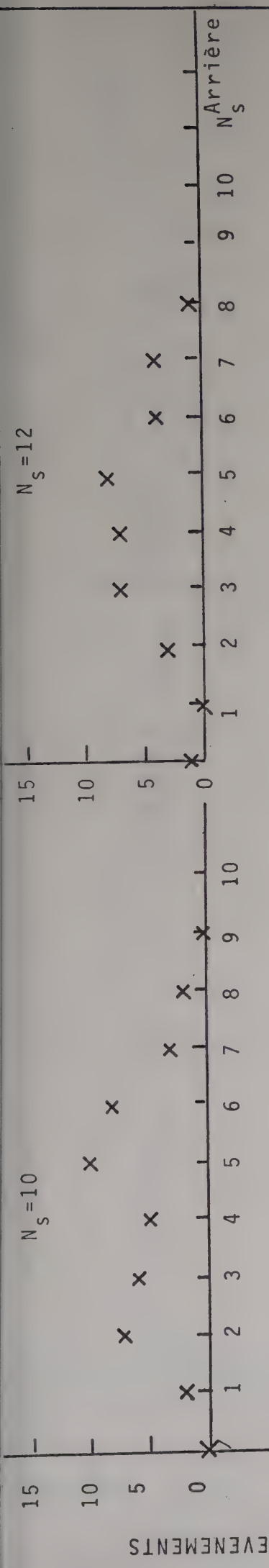
10

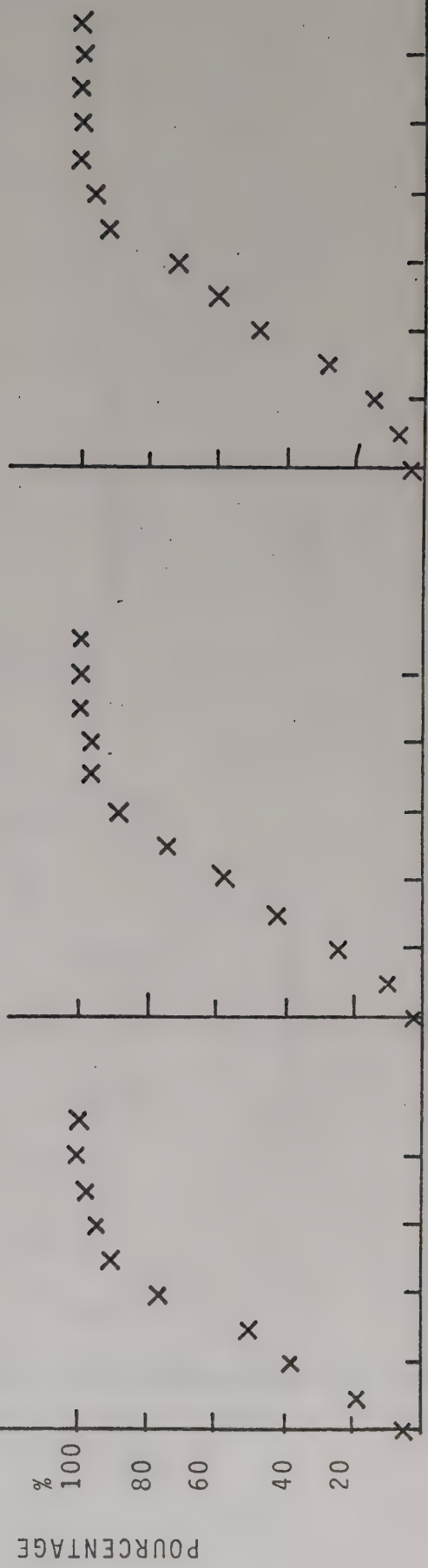
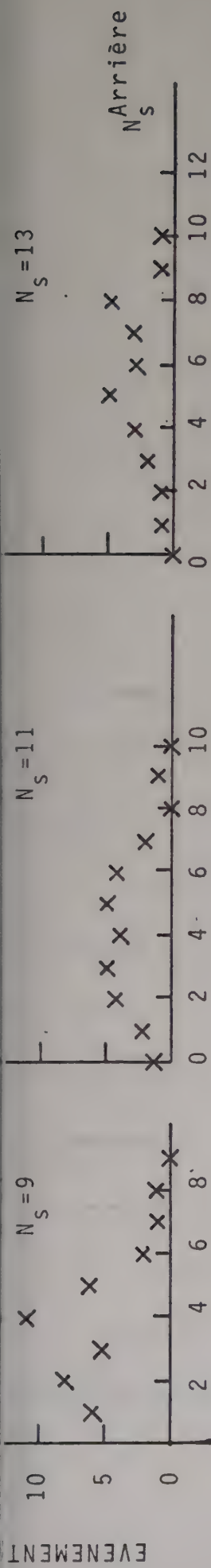
0

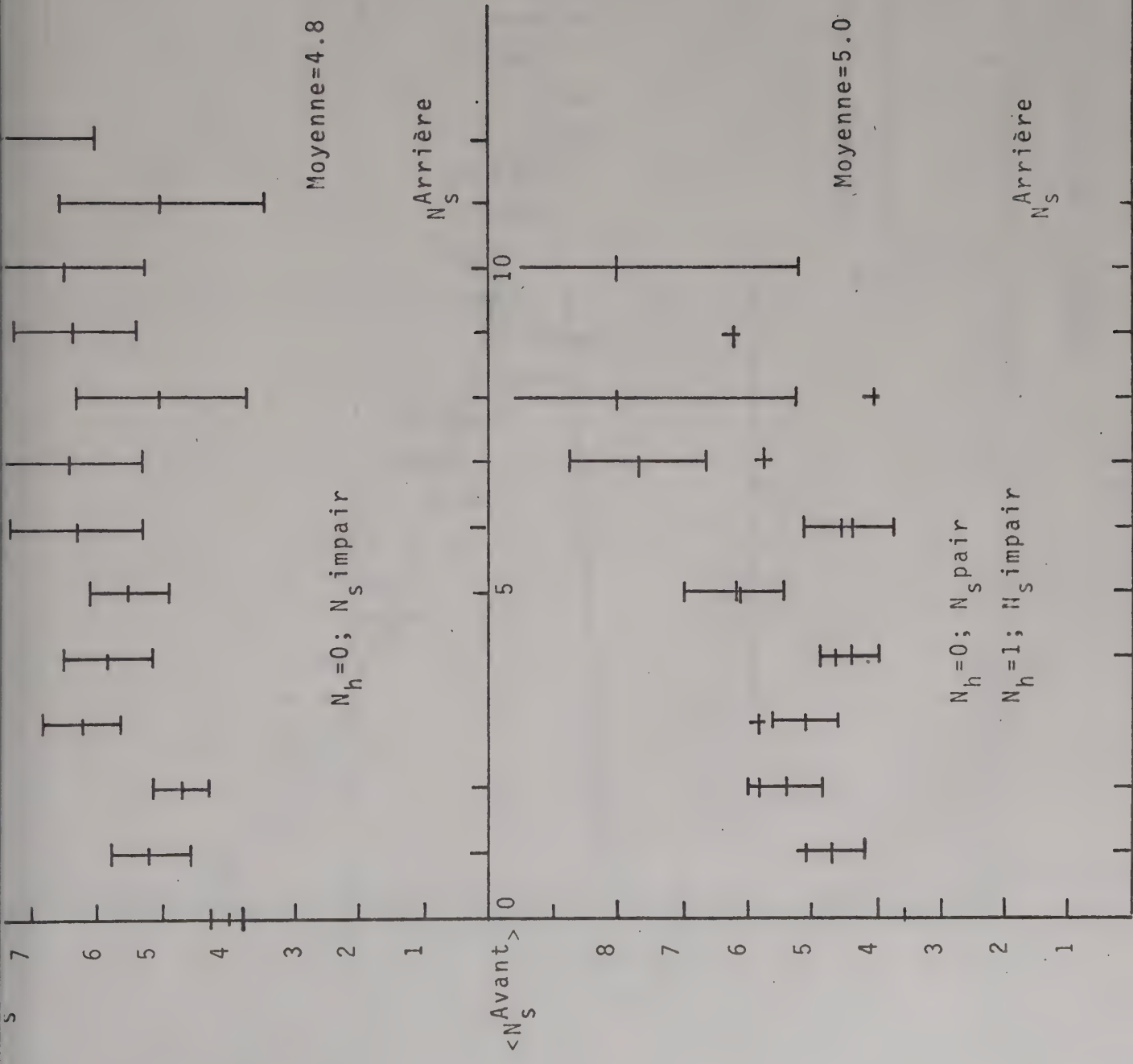












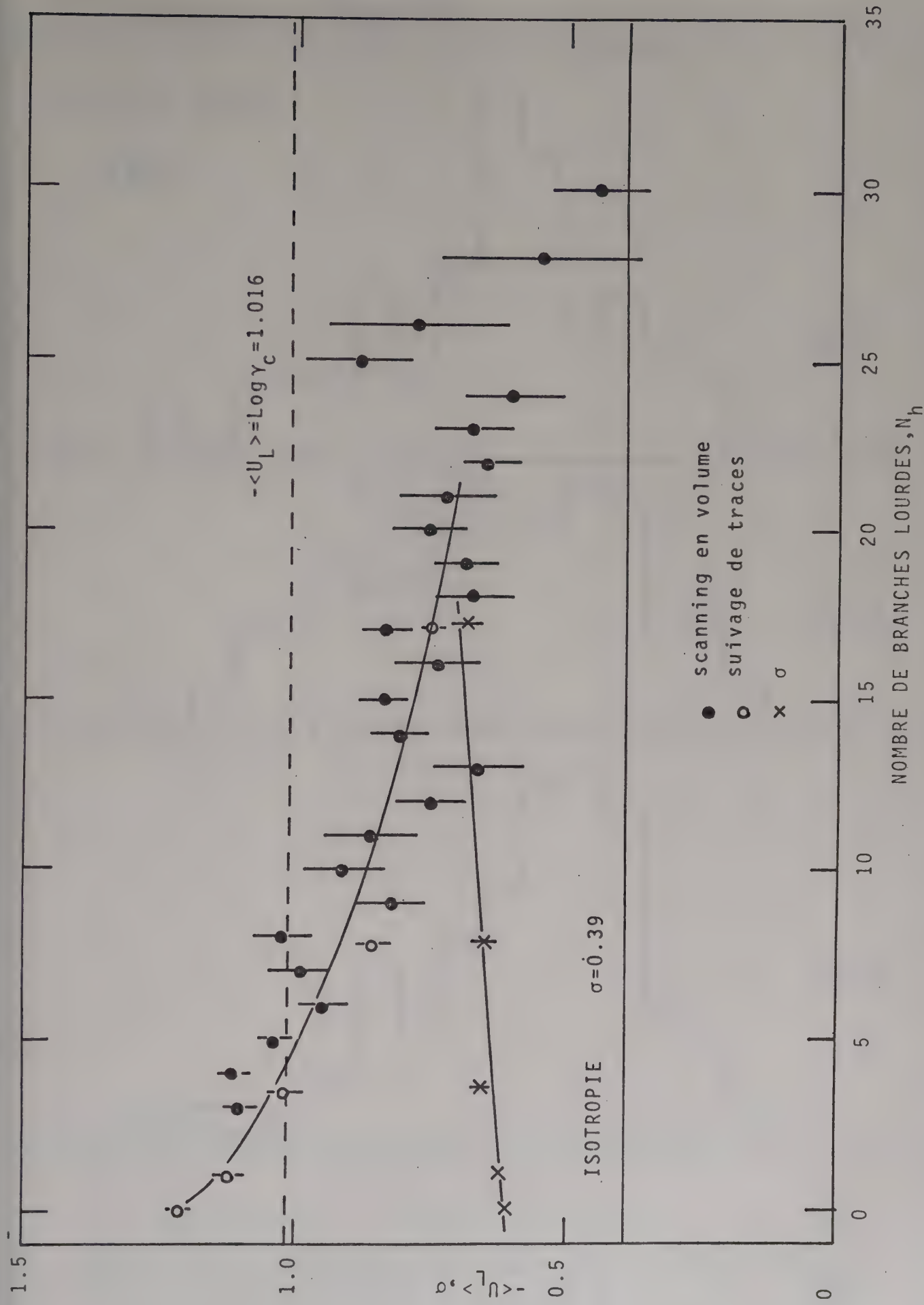
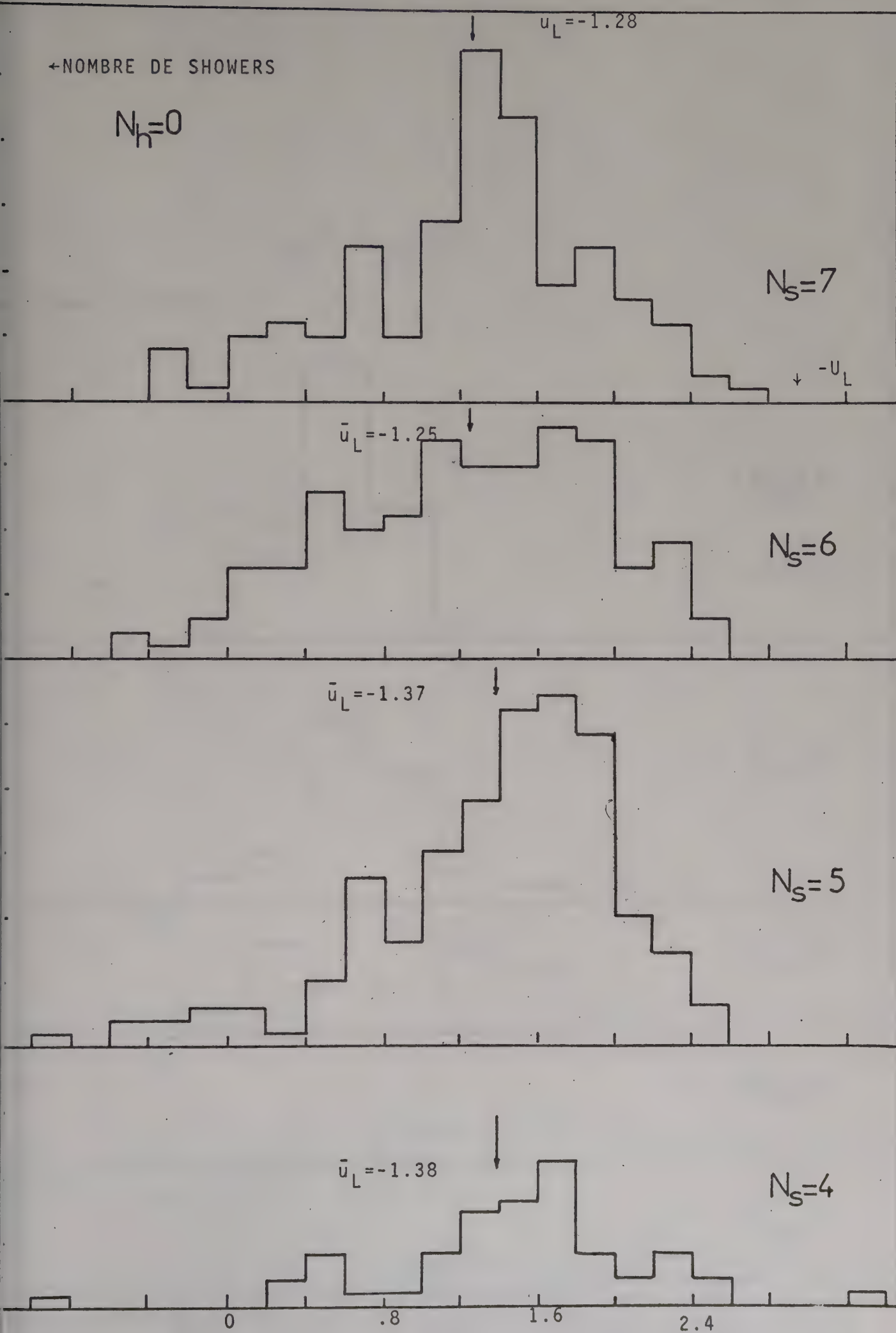


Figure 11



e)

$N_h=0$ N_s pair

← NOMBRE D'EVENEMENTS

$N_s \geq 10$

$-U_L = \text{Log cotg } \theta$

↓

f)

$N_s = 8$

g)

$N_s = 6$

h)

$N_s = 4$

i)

$N_s = 2$

.2 .6 1. 1.4 1.8 2.2 2.6

Figure 12 a)

$N_h=0 \quad N_s \text{ impair}$

← NOMBRE D'EVENEMENTS

$N_s \geq 11$

$\downarrow -U_L$

b)

$N_s = 7, 9$

c)

$N_s = 5$

d)

$N_s = 3$

.2 .4 .6 .8 1. 1.2 1.4 1.6 1.8 2.0 2.2 2.4

Figure 13 a)

← NOMBRE D'EVENEMENTS

$$N_h=1$$

$$N_s \geq 10$$

↓ $-U_L$

b)

$$N_s \geq 11$$

impair

c)

$$N_s \geq 6$$

pair

d)

$$5 \leq N_s \leq 9$$

e)

$$N_s = 4$$

f)

$$N_s = 3$$

.4

.8

1.2

1.6

2.0

2.4

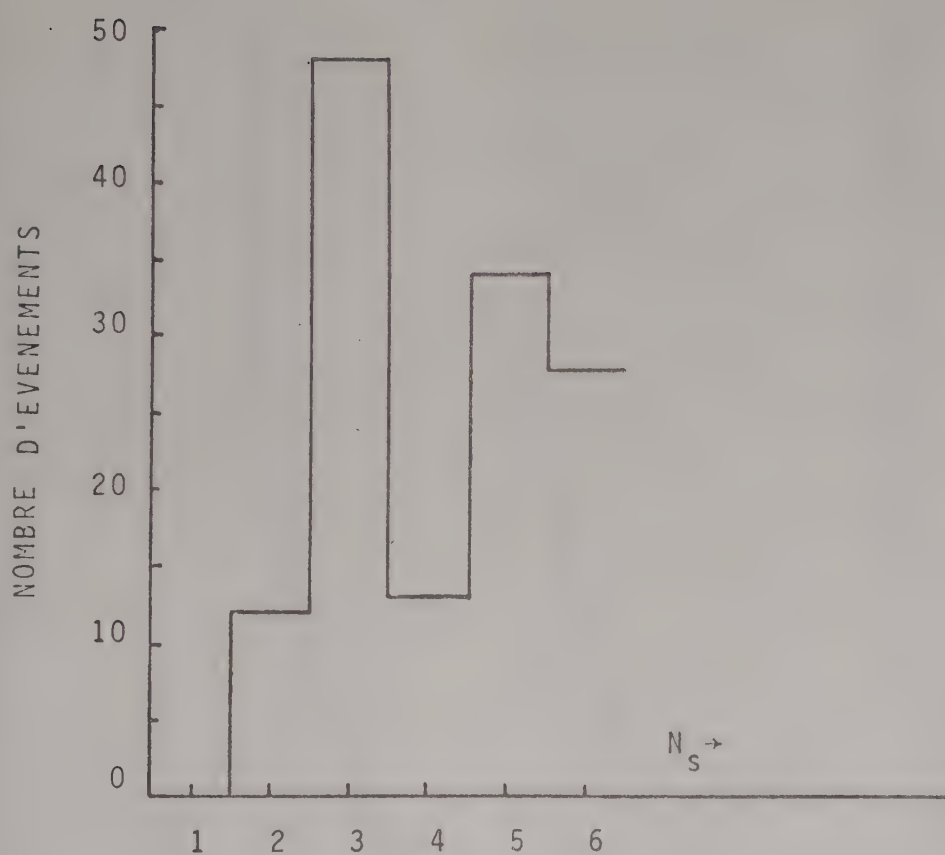
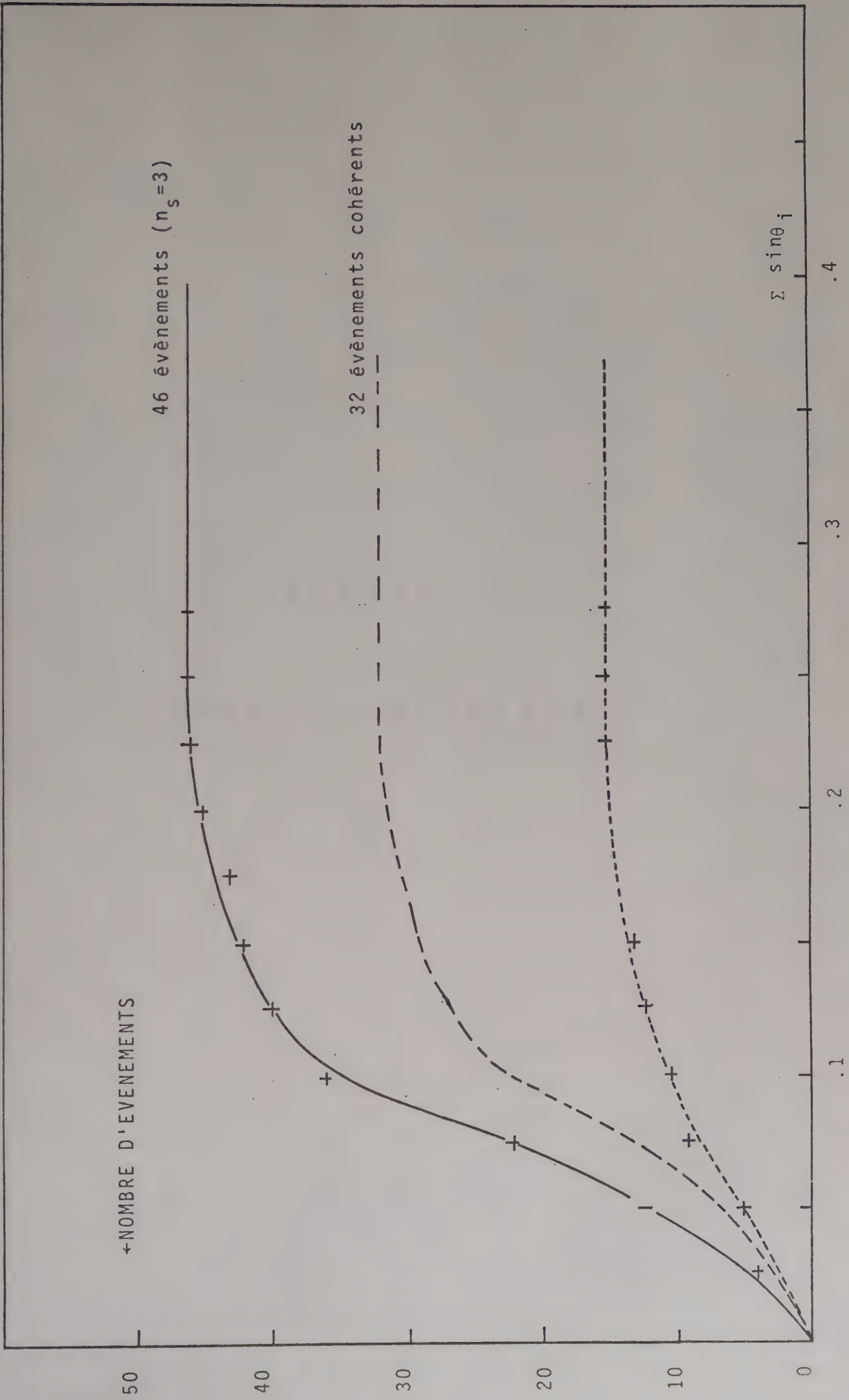


Figure 13 bis



CHAPITRE IV

MODELES THEORIQUES

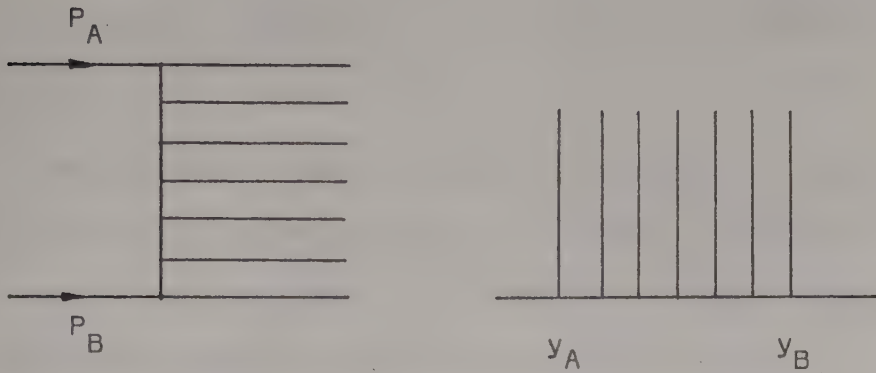
IV.1 Généralités

Un problème, de toute évidence fondamental, et auquel de nombreux physiciens se sont attaqués, consiste à construire un modèle des interactions nucléon-nucléon. Nous donnerons une liste non exhaustive des modèles actuellement en vigueur. On est amené à penser que l'on peut, en principe, à partir de ces données élaborer un système décrivant les interactions nucléon-noyau. En effet dans le domaine des hautes énergies, l'énergie cinétique de la particule incidente est en général bien supérieure à l'énergie de liaison d'un nucléon dans le noyau (rappelons que cette énergie vaut environ 8 MeV); de ce fait, tous les nucléons du noyau se trouvent sur un pied d'égalité vis-à-vis de la particule incidente.

D'autre part, en mécanique quantique, cette particule est décrite par un paquet d'ondes dont les longueurs sont proches de la valeur moyenne h/p , où h est la constante de Planck et p la quantité de mouvement de la particule incidente. On peut calculer qu'à une énergie cinétique de 200 GeV, la longueur d'onde associée au nucléon vaut environ 6.10^{-3} fm. Elle est donc bien inférieure au diamètre d'un noyau moyen, mais elle est également plus petite que la portée des forces nucléaires. Le nucléon incident est, par conséquent, susceptible de pénétrer à l'intérieur du noyau et d'y interagir avec un seul nucléon à la fois. Cette remarque fondamentale se trouve à la base de la construction de tout modèle de type cascade intranucléaire.

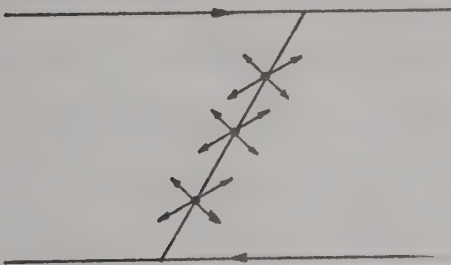
Actuellement, on peut très certainement compter une dizaine de modèles pour les interactions nucléon-nucléon.

1) Le premier d'entre eux est le modèle multipériphérique dû originellement à Amati, Bertocchi, Fubini, Stanghellini et Tonin(19). Le schéma ci-dessous indique l'amplitude et la distribution en rapidité la plus probable des secondaires créés suivant ce processus.

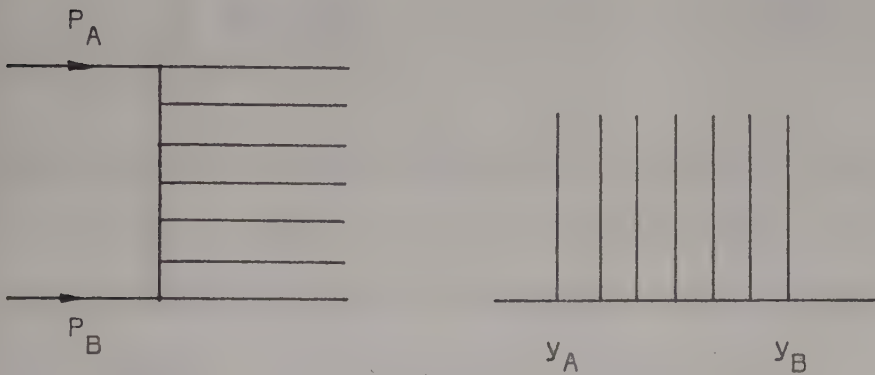


La distribution en rapidité est donc uniforme et s'étend sur une longueur proportionnelle à $\text{Log } s$, d'où $N_s \propto \text{Log } s$. Une propriété remarquable de ce modèle est qu'il conduit à des impulsions transversales $p_\perp$ toujours petites. Les propriétés d'invariance d'échelle furent proposées initialement sur la base de ce modèle(20).

2) Il existe un modèle du type des statistiques thermodynamiques dû à Hagedorn et Ranft(21). On fait l'hypothèse que lors d'une collision une série de centres en équilibre thermodynamique rayonnent des particules.

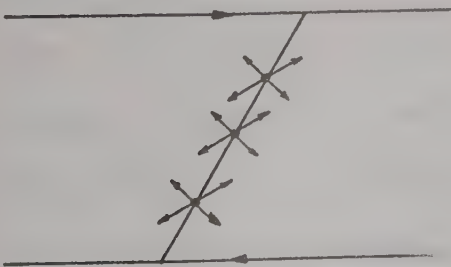


1) Le premier d'entre eux est le modèle multipériphérique dû originellement à Amati, Bertocchi, Fubini, Stanghellini et Tonin(19). Le schéma ci-dessous indique l'amplitude et la distribution en rapidité la plus probable des secondaires créés suivant ce processus.

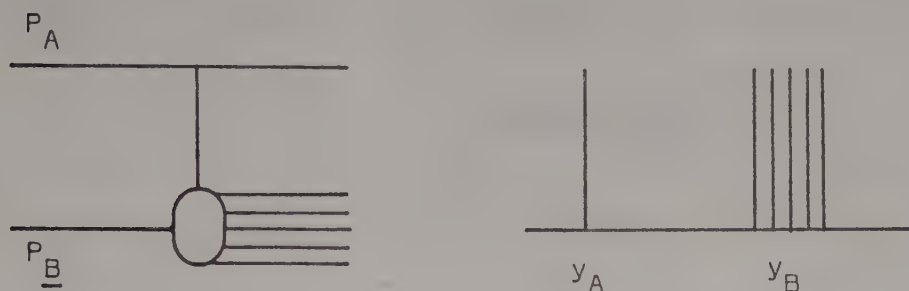


La distribution en rapidité est donc uniforme et s'étend sur une longueur proportionnelle à $\text{Log } s$, d'où $N_s \propto \text{Log } s$. Une propriété remarquable de ce modèle est qu'il conduit à des impulsions transversales $p_\perp$ toujours petites. Les propriétés d'invariance d'échelle furent proposées initialement sur la base de ce modèle(20).

2) Il existe un modèle du type des statistiques thermodynamiques dû à Hagedorn et Ranft(21). On fait l'hypothèse que lors d'une collisions une série de centres en équilibre thermodynamique rayonnent des particules.



3) Les modèles de diffraction-dissociation proposés par Adair(22) et Hwa(23) conduisent à une amplitude et à une distribution en rapidité indiquées sur le schéma ci-dessous.

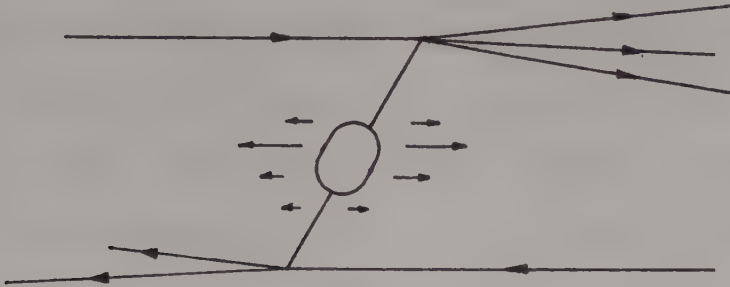


Pour Adair, l'interaction transforme les deux nucléons incidents en deux amas de matière hadronique encore appelés boules de feu, ces deux centres se desexcitant ultérieurement par émission de particules secondaires.

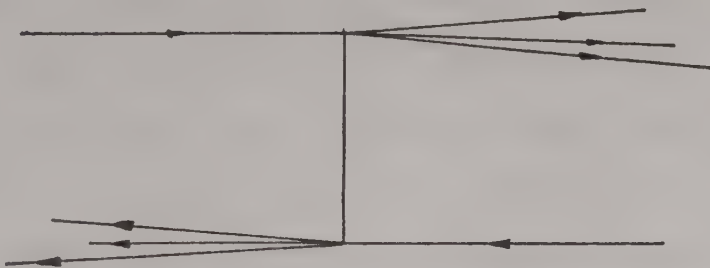
4) Le modèle à deux composantes suppose que le mécanisme de production comprend deux parties, l'une diffractive, l'autre non-diffractive. La partie non-diffractive n'est pas clairement spécifiée; elle peut être due à un processus multipériphérique.

5) Le modèle des partrons, proposé par Feynman(24) suggère que le proton est constitué de particules plus petites appelées les partrons. Ainsi le proton, ou plus généralement, tout hadron aurait une structure granulaire et il est possible que les partrons soient si petits qu'on puisse les considérer comme ponctuels. Un support expérimental pour cette approche est fourni par la diffusion électron-proton aux grands angles qui montre une certaine invariance d'échelle, prévue par Bjorken(25), lequel supposait des interactions ponctuelles. Ces résultats peuvent s'expliquer également par le modèle des partrons. En général, on assimile partrons et quarks.

6) Il faut citer également le modèle faisant une analogie avec le Bremsstrahlung, proposé par Feynman. Lors de l'interaction, une région centrale produit des particules c'est la "pionisation". En plus de cela, les particules incidentes peuvent se fragmenter en quelques particules.



7) Enfin, il faut indiquer l'hypothèse de fragmentation limite émise par Benke, Chou, Yang et Yen (26). La production de particules secondaires serait due uniquement à la fragmentation des particules incidentes, la région centrale ne jouant aucun rôle.



Actuellement, aucun résultat expérimental ne semble favoriser l'une quelconque des théories précédentes; on peut penser que cet état de faits trouve son origine dans une certaine flexibilité des modèles proposés.

Dans la mesure où nous sommes intéressés par les interactions nucléon-noyau, il semble possible de classer les processus décrits précédemment en deux catégories. La première catégorie regroupe les systèmes supposant la création des

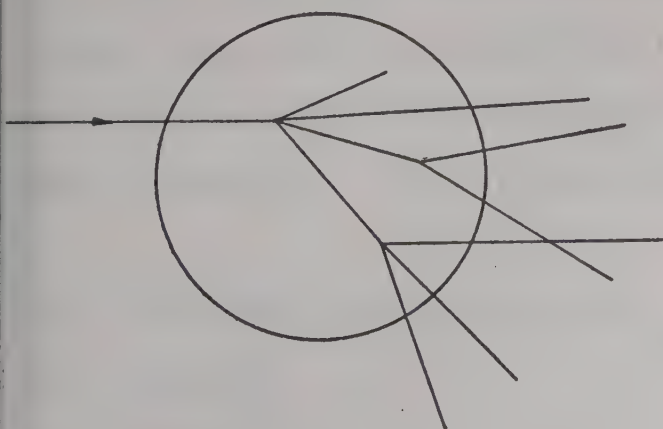
particules secondaires en une seule étape, à savoir les modèles multipériphérique, de fragmentation et d'analogie Bremsstrahlung. La seconde catégorie comprend les modèles proposant un mécanisme en deux étapes, avec création dans un premier temps, d'un ou plusieurs états composés se désagrégeant ultérieurement en particules secondaires, ces états ayant par ailleurs un temps de vie leur permettant éventuellement de sortir du noyau. Cette dernière remarque permet de comprendre que les deux types de modèles conduiront à des résultats très différents, notamment en ce qui concerne la multiplicité des particules secondaires .

IV . 2 Développement à propos des modèles d'interaction nucléon - noyau .

IV . 2. 1. La cascade nucléaire

IV. 2. 1.1. Description générale

Un nucléon incident de grande énergie pénètre à l'intérieur du noyau et interagit avec un seul des nucléons . Cette réaction produit des particules nouvelles , principalement des mésons π . Les deux nucléons de l'interaction et les particules créées traversent le noyau au repos et interagissent éventuellement avec les autres nucléons , produisant des chocs secondaires de même type que l'interaction primaire mais à plus faible énergie, et ainsi de suite . (voir figure)



Au cours de son développement la cascade dégénère en ce sens que les longueurs d'ondes associées aux particules choquées deviennent de plus en plus grandes . Les nucléons qui n'ont pas eu l'énergie suffisante pour sortir du puits de potentiel nucléaire - et coulombien pour les protons - restent prisonniers du noyau résiduel , conférant à celui-ci une certaine énergie d'excitation . A la fin de la cascade , à la suite du grand nombre de chocs entre les nucléons et le noyau , un équilibre s'établit et on est conduit à représenter le noyau comme un gaz de fermions pour lequel on définit une température nucléaire liée à l'énergie d'excitation . Les fluctuations statistiques permettent de temps à autre , à une particule ou à un groupement de particules de quitter le noyau . Ce dernier stade constitue ce que Weisskopf a appelé l'évaporation nucléaire . Il n'est pas possible , sauf cas particulier , de traiter analytiquement le développement de la cascade intranucléaire . Par contre , la méthode de Monte Carlo est tout à fait indiquée pour résoudre ce genre de problème .

IV.2.1.2. Evaluation de la multiplicité

Il est possible , en effectuant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices , de mener à bien le calcul de la multiplicité pour deux types extrêmes de cascades . Dans le premier cas , toutes les particules produites lors d'une quelconque interaction sont traitées sur un pied d'égalité ; pour ce qui est du second type de cascade , on privilégie une certaine particule émergente

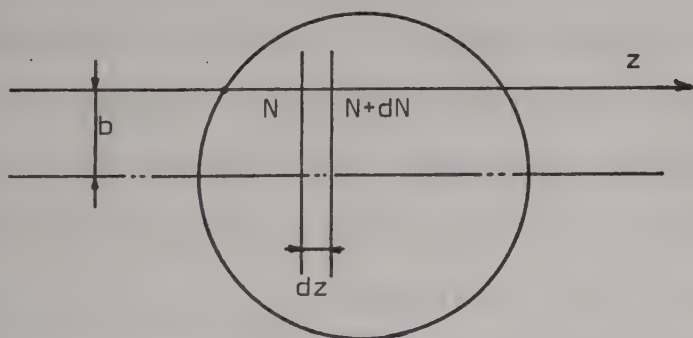
Pour le premier type de cascade , les hypothèses de travail sont les suivantes :

i) les particules créées à un niveau quelconque de la cascade restent à l'intérieur d'un cône très étroit dont l'axe est dirigé suivant la direction du faisceau incident dans le système du laboratoire .

ii) à chaque nouvelle interaction , les particules produites se partagent également l'énergie disponible

iii) on sait que la multiplicité des particules chargées créées lors d'une interaction p-p peut s'écrire approximativement sous la forme : $\langle N_{ch}(s) \rangle = 1,65 \cdot \text{Log} s - 1,84(27)$. On passe de $N_{ch}(E)$ à la multiplicité totale par $\langle N(E) \rangle \approx 3/2 \langle N_{ch}(E) \rangle$. Pour raison de commodité et eu égard aux énergies envisagées , on peut écrire $\langle N(E) \rangle = a \cdot \text{Log} (E/E_0)$, où a, E_0 sont des constantes et E l'énergie incidente dans le repère du laboratoire

iiii) enfin on suppose , pour toutes les particules , une section efficace d'interaction avec les nucléons du noyau cible constante et égale à σ .



Soit alors une particule incidente d'énergie E et de paramètre d'impact b ; après avoir parcouru une épaisseur z de matière nucléaire , le nombre moyen de particules est $N(z)$, l'énergie

Voir Figure 15 bis

moyenne E/N . Lors de la traversée d'une tranche d'épaisseur dz , il se produit $N\sigma dz$ collisions , ce qui engendre $N\sigma dz \cdot n(E/N)$ particules . Dans ces conditions on peut écrire :

$$dN = N\sigma dz \cdot n(E/N) - N\sigma dz$$

$$dN/dz = N\sigma \{ a \cdot \text{Log}(E/E_0) - a \cdot \text{Log } N - 1 \}$$

$$dN/dz = N\sigma \{ \{ n(E) - 1 \} - a \cdot \text{Log } N \}$$

Il faut chercher la solution de cette équation sous la forme

$$N(z) = \exp f(z) . \text{ En utilisant la condition initiale } N(0) = 1$$

on trouve :

$$N(E,b) = \exp \{ (n(E) - 1) \cdot (1 - \exp - a\sigma T) / a \}$$

$$\text{où } T = 2(R^2 - b^2)^{1/2}$$

A partir de ce résultat , la multiplicité moyenne obtenue lors

d'une interaction nucléon noyau s'écrit :

$$\langle N_s(E) \rangle = \int_0^R N(E,b) \cdot (1 - \exp - \sigma T) 2\pi b db \bigg/ \int_0^R (1 - \exp - \sigma T) 2\pi b db$$

Les résultats obtenus par Dar et Vary (28) sur la base des calculs précédents sont mis en valeur par les figures 14 et 15 .

Comme prévu , a priori , le rapport $\langle N_{\text{noyau}}(E) \rangle / \langle N_{\text{nucléon}}(E) \rangle$

croît fortement avec l'énergie . En effectuant une moyenne sur

tous les noyaux de l'émulsion , on trouve $\langle N_{\text{émulsion}}(E=200\text{GeV}) \rangle /$

$\langle N_{\text{nucléon-nucléon}}(E=200\text{GeV}) \rangle \approx 2,8$. Il faut comparer ce dernier

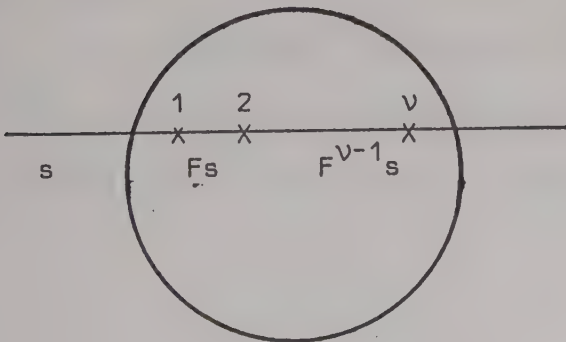
nombre avec le facteur multiplicatif obtenu expérimentalement

et qui est égal à 1,68 . La situation , de ce point de vue , ne

fera que s'aggraver aux énergies supérieures à 200 GeV .

Pour ce qui est du second type de cascade , on distingue une particule privilégiée parmi toutes les particules émergeant d'une collision nucléon-nucléon . Cette particule emporte une partie importante de l'énergie incidente . Si , lors d'un choc , le carré de l'énergie disponible dans le c.m. est s , au moment du choc suivant entre la particule privilégiée et un constituant du noyau la valeur du paramètre précédant sera $s.F(s)$, où $F(s)$ est donné par la formule semi-numérique suivante : $F(s) = 0,48 + 2,3/s$, s étant exprimé en $(\text{GeV})^2$.

D'autre part , on avance l'hypothèse simplificatrice suivant laquelle les particules créées autres que la particule privilégiée ne participent pas au développement ultérieur de la cascade . Le développement du calcul dans ce type de cascade nécessite de connaître le nombre moyen $\langle v \rangle$ de collisions subies par un proton traversant un noyau de A donné , ce point particulier fait l'objet d'un appendice . Il faut considérer un proton incident traversant un noyau et y subissant v collisions . Ce nombre v ne peut pas prendre de valeurs importantes et comme d'autre part $s = (\sqrt{P_1^2 + M_1^2} + M_2)^2 - P_1^2 \approx 400(\text{GeV})^2$, on peut écrire simplement $F(s) \approx 0,48$.



Dans ces conditions , la multiplicité des particules chargées s'écrit :

$$N_s(E) = N_{ch}(s) + N_{ch}(Fs) + \dots + N_{ch}(F^{v-1}s)$$

Avec : $N_{ch}(s) = -1,84 + 1,65 \text{ Logs} = a_1 + b_1 \text{ Logs}$, on obtient

$$N_s(E) = v \cdot N_{ch}(s) + 1/2v(v-1)b_1 \text{ Log} F$$

d'où en passant aux valeurs moyennes ,

$$\langle N_s(E) \rangle = \langle v \rangle \langle N_{ch}(s) \rangle + 1/2 \langle v \rangle (\langle v \rangle - 1) \text{Log } F$$

Le nombre $\langle v \rangle$ étant en fonction de A , le nombre de masse du noyau rencontré , il faut effectuer un calcul tenant compte de la composition des émulsions , on arrive à :

$$\langle N_{\text{émulsion}} = (200 \text{ GeV}) \rangle = \langle N_{\text{nucléon-nucléon}} (=200 \text{ GeV}) \rangle \cdot 2,5$$

La figure 16 illustre la croissance du rapport $\langle N_s(E) \rangle / \langle N_{ch}(E) \rangle$ en fonction de E jusqu'à une énergie de 10 TeV pour un noyau de nombre de masse A égal à 95 ; pour ce calcul ; on a supposé que la section efficace d'interaction inélastique proton-nucléon σ_{in} varie peu dans le domaine des énergies considérées (voir la figure 17) . Les résultats ne sont que faiblement améliorés par rapport à ceux fournis par le type précédant de cascade . D'autre part , on peut penser de façon intuitive que N_h et v sont deux grandeurs variant proportionnellement , comme on sait , d'après les résultats expérimentaux , qu'il existe une relation linéaire entre $\langle N_s \rangle$ et N_h , on est amené à supposer une relation linéaire entre N_s et v , ce qui est contraire à la relation établie précédemment

$$\langle N_s \rangle = v \langle N_{ch} \rangle + 1/2v(v-1) b_1 \text{ Log } F$$

IV.2.2. Modèles faisant intervenir des états intermédiaires liés

On se propose de donner ici une description relativement simple des modèles d'interaction proton-noyau, ces modèles admettant l'existence d'états intermédiaires liés, encore appelés "boules de feu" ou "novae".

Le formalisme proposé sera suffisamment général pour qu'on puisse en faire usage dans divers cas particuliers, entre autres, le modèle proposé par Gottfried (29).

Les hypothèses de base sont les suivantes :

i) Une collision proton-nucléon donne naissance à deux "amas" de matière hadronique hautement excitée, l'un des deux amas emportant une grande partie de l'énergie incidente.

ii) Le "paquet" énergétique se propage à l'intérieur du noyau et y rencontre d'autres nucléons. On admet pour ces collisions ultérieures le même schéma que pour la première rencontre proton-nucléon. En d'autres termes, l'"amas" rapide est successivement créé, absorbé et recréé, ceci jusqu'à ce qu'il quitte le noyau. Il se désintègrera ultérieurement en un ensemble de particules toutes contenues, pour un observateur du laboratoire, dans un cône d'angle au sommet petit, d'axe aligné avec la direction du faisceau incident.

iii) On admet que les "paquets" lents ne disposent pas d'une énergie suffisante pour pouvoir à leur tour engendrer d'autres particules.

Soit un parcours donné du nucléon incident à l'intérieur d'un noyau de A donné, ce parcours comprenant v collisions avec les nucléons du noyau. D'après l'hypothèse ii), l'"amas" énergétique sera absorbé et réémis $(v-1)$ fois, laissant derrière lui v "amas" lents. Le $v^{\text{ème}}$ "amas" lent et l'amas énergétique se désintégreront en produisant un nombre de particules égal à celui d'une interaction p-p, à savoir $\langle N_{ch}(E) \rangle$. En notant k_i ($i = 1, \dots, v-1$) le nombre des particules engendrées par la désintégration des "paquets" lents, le nombre des particules émergentes peut s'écrire :

$$N_v(E) = \sum_{i=1}^{i=v-1} k_i + N_{ch}(E) \quad , \quad \text{pour un } v \text{ donné}$$

En groupant k_v et la multiplicité due à l'amas énergétique, on s'est assuré de ce que les grandeurs k_i ($i = 1, \dots, v-1$) et N_{ch} sont statistiquement indépendantes. En passant aux valeurs moyennes, on obtient

$$\langle N_s(E) \rangle = (\langle v \rangle - 1) \langle k \rangle + \langle N_{ch}(E) \rangle$$

$\langle k \rangle$ désignant la valeur moyenne commune des k_i .

Il est également possible de calculer la variance D d'un tel processus ; par définition, on pose $D^2 = \langle N_s^2 \rangle - \langle N_s \rangle^2$

Dans la mesure où les k_i ($i = 1, \dots, v-1$) et N_{ch} suivent des lois normales, la quantité

$$N_v = \sum_{i=1}^{i=v-1} k_i + N_{ch}$$

suit également une loi normale, les variances s'ajoutant simplement $D^2 = (\nu-1) D_k^2 + D_{A=1}^2$.

D_k désignant la variance commune des k_i

$D_{A=1}$ désignant la variance d'une interaction p-nucléon.

Il est également nécessaire de tenir compte de ce que ν est également une variable aléatoire, ceci amène le résultat suivant

$$D^2 = (\langle \nu \rangle - 1) D_k^2 + D_{A=1}^2 + \langle k \rangle^2 D_\nu^2$$

Il reste à formuler des hypothèses physiques permettant d'exprimer $\langle k \rangle$ et D_k^2 en fonction de $\langle N_{ch} \rangle$ et $D_{A=1}^2$, grandeurs connues expérimentalement.

On est amené à poser $k = \alpha N_{ch}$. L'image la plus simple est celle d'une division en deux "amas" correspondant aux novae créées par la dissociation diffractive des deux nucléons incidents (30,31), ce point de vue amène à prendre $\alpha = 1/2$. Récemment, Gottfried a proposé un mécanisme conduisant à $\alpha = 1/3$ (cf appendice n° 2). Pour ce qui est de la variance, le problème reste en suspens, dans ce travail nous proposons simplement $D_k^2 = \alpha^2 D_{A=1}^2$. Pour une énergie de 200 GeV, les résultats sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

Nombre de masse A	$\langle \nu \rangle$	D_V^2	$\langle N_S \rangle / \langle N_{ch} \rangle$	D_A^2
1			1	
14	2,2	1,6	1,4	29,1
95	3,5	3,9	1,8	46,8
$\alpha = 1/2$ Résultats théoriques			2,0	
$\alpha = 1/3$ pour l'émulsion			1,7	
Résultats expérimentaux			1,8	

La figure 16 représente également les variations de $\langle N_S \rangle / \langle N_{ch} \rangle$ en fonction de l'énergie incidente, les données numériques figurant dans le tableau suivant

E en TeV	Ref	nb. d'événements	$\langle N_S \rangle$	$\langle N_{ch} \rangle$	$\langle N_S \rangle / \langle N_{ch} \rangle$
0,2	(1)	5500	$12,9 \pm 0,4$	$7,68 \pm 0,11$	$1,68 \pm 0,06$
3	(32)	88	$22,5 \pm 1,5$	$12,4 \pm 0,8$	$1,81 \pm 0,17$
8	(33)	127	$23,3 \pm 1,0$	$14,3 \pm 1,0$	$1,63 \pm 0,12$

Figure 14

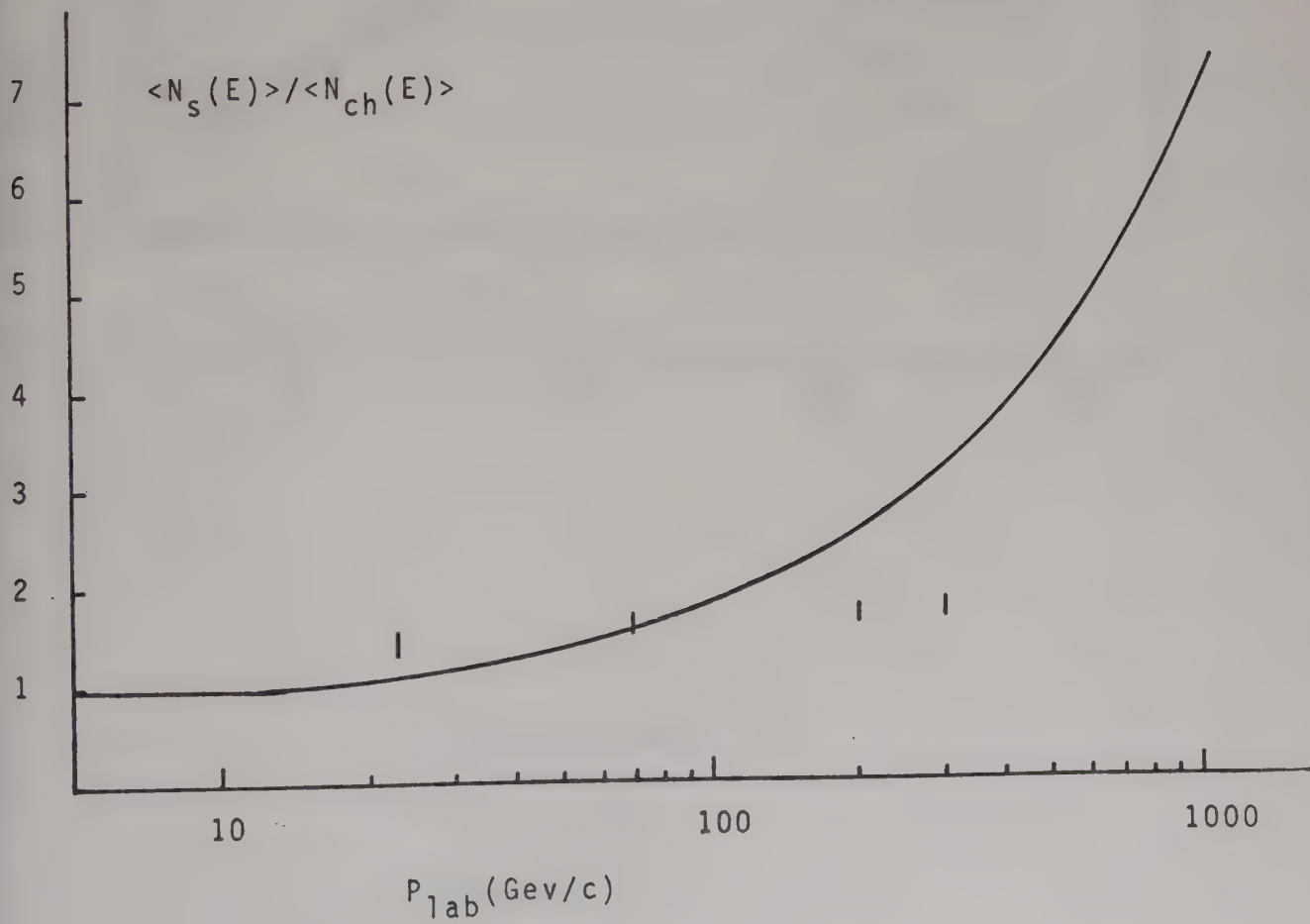
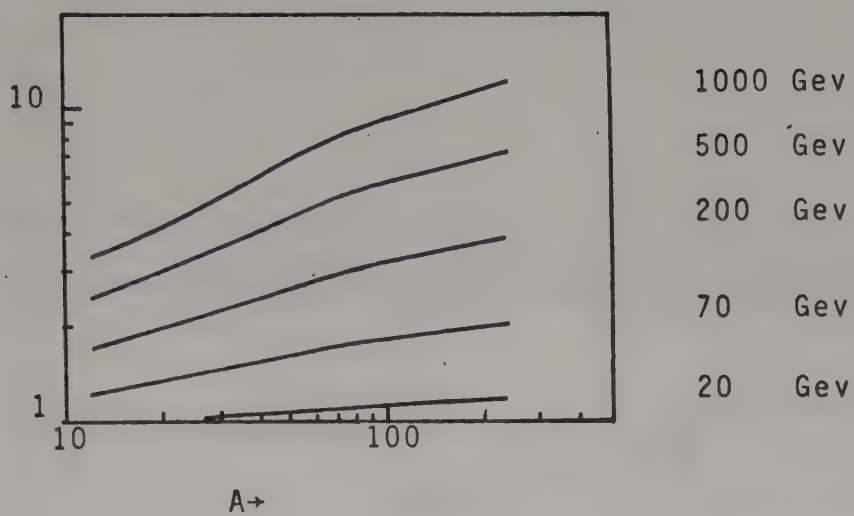


Figure 15

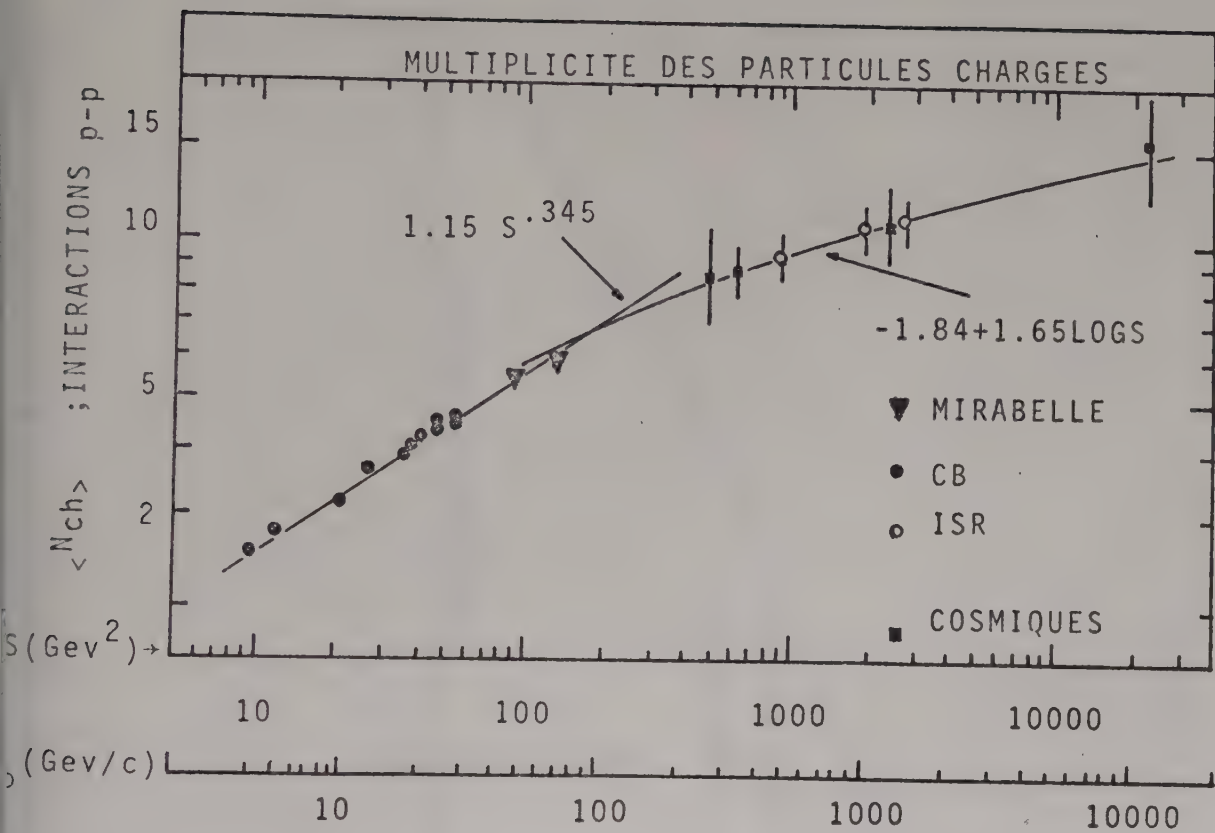


Figure 15 bis

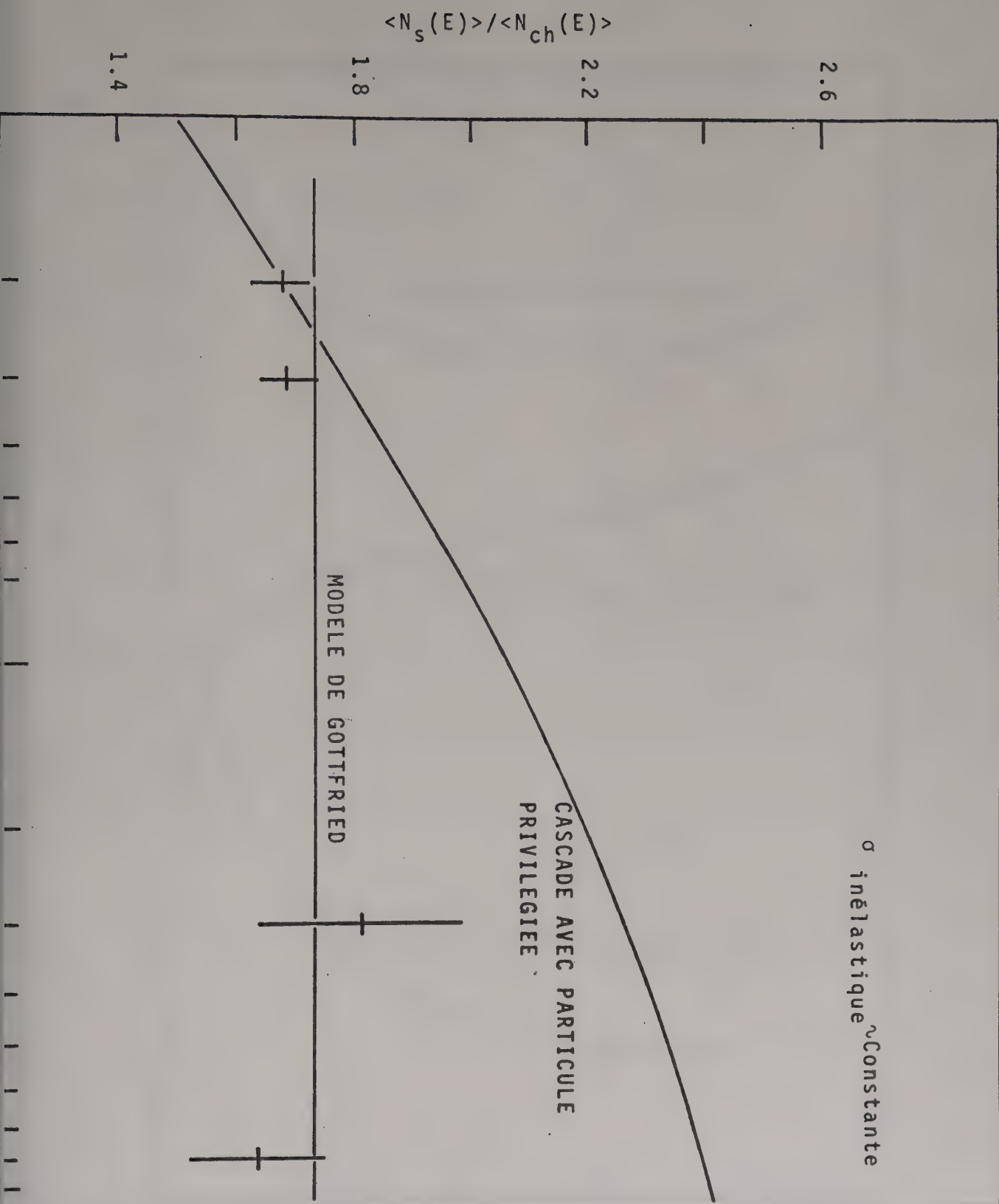


Figure 16

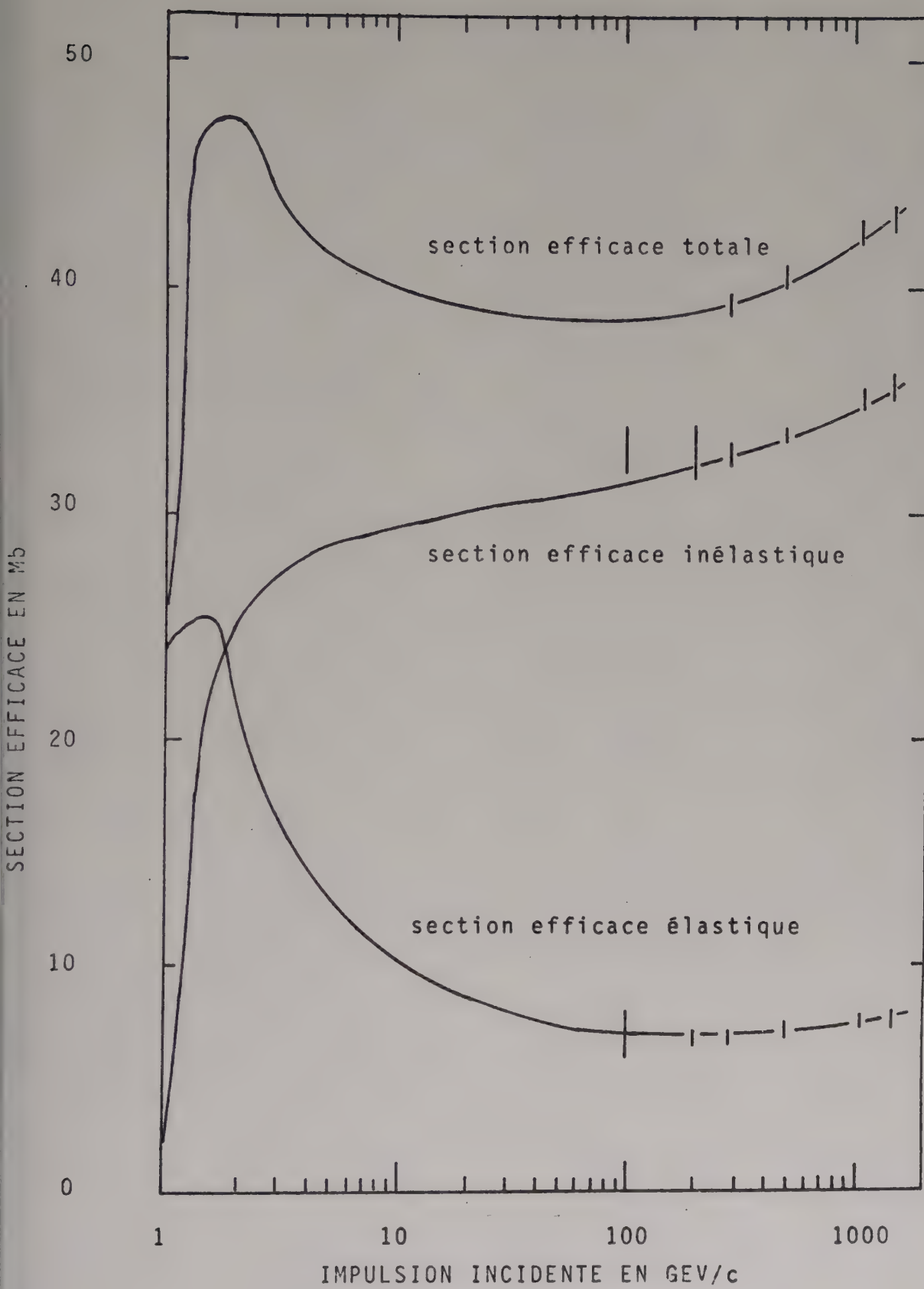


Figure 17

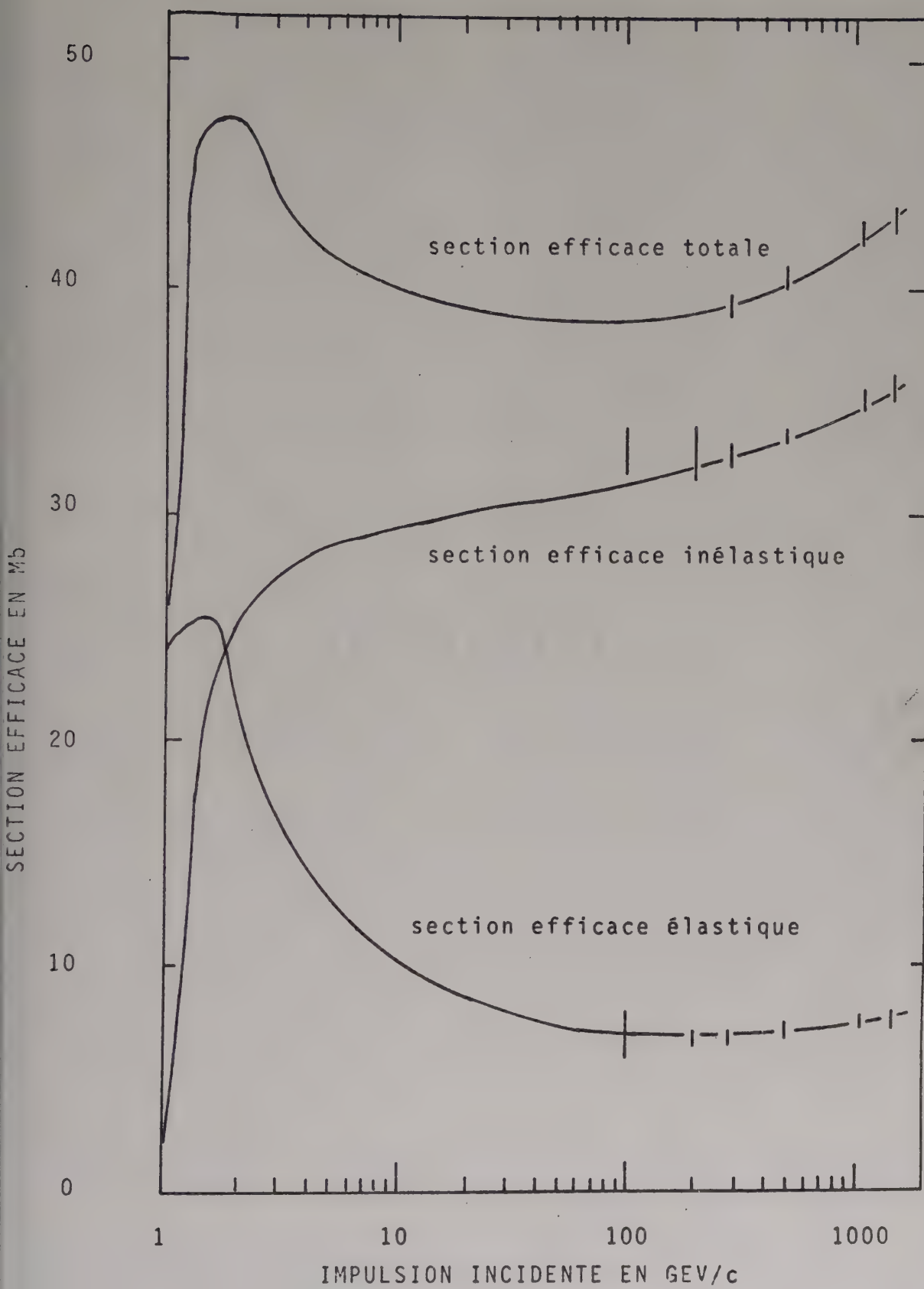


Figure 17

REFERENCES

- J. Hébert, D.J.D. Hébert, H. Areti, University of Ottawa, Ottawa, Canada ;
- P.M. Patel, G. Hartner, Mc Gill University, Montreal, Canada ;
- G. Baumann, R. Devienne, Université de Nancy, Nancy, France ;
- J. Lory, C. Meton, D. Schune, B. Willot, Tsai-chu, M. Morand, L.P.N.H.E. Université de Paris VI, 75005 Paris, France ;
- P. Cuer, R. Kaiser, J.P. Massué, R. Pfohl, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Strasbourg, France ;
- G. Baroni, S. di Liberto, S. Petrera, G. Romano, University of Rome, Rome Italy, Istituto Nazionale de Fisica Nucleare Sezione di Roma ;
- J. Cohen, E.M. Friedländer, A. Marin, M. Marcu, R. Nitu, Institute of atomic Physics, Bucharest, Roumania ;
- I. Otterlund, Department of Cosmic high Energy Physics, University of Lund, Lund, Sweden ;
- A. Van Ginneken, National Accelerator Laboratory, Batavia, Ill, U.S.A.
- M. Juric, O. Adamovic, University of Belgrade, Belgrade, Yougoslavia ;
- R. Schmitt, Laboratoire du rayonnement cosmique, 69100 69100 Villeurbanne, Lyon ;
- J.M. Bolta, J. Pellicer, G. Rey, F. Tejerina, Instituto de Fisica Corpuscular, Facultad de ciencias, Valencia, Spain ;
- F. Fernandez, J. Medina, A. Dura, V Gandia, Laboratorio de Fisica Corpuscular, Universidad Autonoma de Barcelona, Spain ;
- Nuclear interactions of 200 GeV protons in emulsion, Physics Letters, Volume 48 B, number 5, 4 mars 1974.*
- W.H. Barkas,
Nuclear Research emulsions (Acad. Press, 1963) Vol. 1, Section 3.5, 7.2.
- Albrow et al.
Nuclear Physics B 56, 33 (1973)

- 4 - Alma-Ata, Cracow, Dubna, Leningrad, Moscow, Tashkent,
Ulan Bator Collaboration.
Physics Letters 39 B (1972), 285

- 5 - B. Margolis,
Nuclear Physics B 4 (1968), 433-438
B. Margolis
Physics Letters 26 B, (1968) 524

- 6 - C. Benary, L. Price, G. Alexander
NN and ND Interactions (Above 0,5 GeV/c) a compilation UCRL
20000 NN August 1970

- 7 - Anderson et al.
Physics Review Letters 16 (1966) , 855

- 8 - R. Hofstadter
Revs. Mod. Phys. 103, (1956) , 1454

- 9 - N. Barash-Schmidt et al.
Review of particles properties
Rev. Mod. Physics 45, n° 2, Part II (April 1973)

- 10 - H. Winzeler
Nuclear Physics 69 (1965) 661

- 11 - J. Babeki et al.
Report INP n° 842 / PH Cracow (1973)

- 12 - M. Jacob
Proc. XVI Int. Conf. on high Energy Physics, Chicago 1972

- 13 - J.R. Florian et al.
Paper presented at the 1973 meeting of the Division of Particles
a and Fields, Berkeley, Calif. Aug. 1973

- 14 - H. Meyer, M.W. Teucher, E. Lohrman,
Nuovo Cimento 28, 1399 (1963)

- 15 - E.M. Friedländer, M. Marcu, R. Nitu
HE - 85 - 1974 *Comitetul de Stat. pentru Energia Nucleara, Institutul de Fizica atomica Bucharest Romania.*
- 16 - *Cosmic Rays Conf. , Denver , USA, August 1973*
- 17 - H.H. Bingham,
in Proceedings of the Topical Seminar on : Interactions of Elementary Particles with Nuclei (Triest, September 15-17, 1970)
- 18 - C.M. Fisher,
Nuovo Cimento 27, N. 4 (1963) 761
- 19 - D. Amati, S. Fubini, S. Stanghellini,
Nuovo Cimento 26 (1962), 896
L. Bertocchi, S. Fubini, M. Tonin
Nuovo Cimento 25 (1962) , 626
- 20 - K.G. Wilson,
Acta Phys. Austr. 17 (1963) 37.
- 21 - R. Hagedorn,
Nucl. Phys. B 24 (1970) 93
R. Hagedorn, J. Ranft,
Nucl. Phys. 47 (1972) 157
- 22 - R.K. Adair ,
Phys. Rev. 172 (1968) 1370
- 23 - R.C. Hwa,
Phys. Rev. Letters 26 (1971) 1143
- 24 - R.P. Feynmann ,
Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1547
- 25 - J.D. Bjorken ,
Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- 26 - J. Benecke , T.T. Chou , C.N. Yang et E. Yen ,
Phys. Rev. 158 (1969) 2159
- 27 - International School of Elementary particle Physics
Basko Polje . Makarska . A.K. Wroblewski : Many Body Problems

- 28 - A. Dar , J. Vary ,
Phys. Rev. D6 , N°9 (1972) 2412

- 29 - K. Gottfried
CERN Preprint TH 1735

- 30 - R.K. Adair ,
Phys. Rev. D5 (1972) 1105

- 31 - M. Jacob , R. Slansky ,
Phys. Let. 37B , 408 (1971)

- 32 - S.N. Ganguli , P.K. Malhotra ,
à paraître

- 33 - E. Lohrmann , M.W. Teucher ,
Nuovo Cimento 25 957 (1962)

A P P E N D I C E S

I - Calcul du nombre de collisions subies par un proton traversant un noyau donné .

Soit une particule se propageant dans un milieu nucléaire de densité constante , avec un libre parcours moyen égal à λ .

La probabilité pour cette particule de ne subir aucune interaction sur un parcours T est proportionnelle à $P_0 = \exp - T/\lambda$. La probabilité qu'elle subisse un choc s'écrit simplement $P_1 = \int_0^T \exp - x/\lambda \cdot dx/\lambda \cdot P_0(T-x)$.

Par récurrence, on trouve :

$$P_v = \int_0^T \exp - x/\lambda \cdot dx/\lambda \cdot P_{v-1}(T-x)$$

$$= \exp - T/\lambda \cdot 1/v! \cdot (T/\lambda)^v$$

Dans le cas d'une particule arrivant sur un noyau de rayon R , avec un paramètre d'impact b , on obtient immédiatement

$T = 2 \cdot (R^2 - b^2)^{1/2}$, et on peut écrire, en intégrant sur toutes les valeurs possibles de b ,

$$P_v = \int_0^R 2\pi \cdot b \cdot db \cdot \exp - T/\lambda \cdot 1/v! \cdot (T/\lambda)^v \cdot \int_0^R 2\pi \cdot b \cdot db$$

soit

$$P_v = \lambda^2/2R^2 \cdot 1/v! \cdot \int_0^R \exp - u \cdot u^{v+1} \cdot du$$

Expérimentalement, nous ne détectons que les événements comportant un choc, au moins ; nous devons donc normer p_v par

$$\sum_{v=1}^{v=+\infty} p_v = 1, \text{ soit}$$

$$= \lambda^2 / 2R^2 \sum_{v=1}^{v=+\infty} 1/v! \int_0^{2R/\lambda} \exp -u \cdot u^{v+1} du$$

$$= \lambda^2 / 2R^2 \int_0^{2R/\lambda} \left\{ \sum_{v=1}^{v=+\infty} 1/v u^{v+1} \right\} \cdot \exp -u \cdot du$$

$$= \lambda^2 / 2R^2 \int_0^{2R/\lambda} u \cdot (\exp u - 1) \cdot \exp -u \cdot du$$

On arrive ainsi à ξ :

$$p_v = 1/C \cdot 1/v! \int_0^{\xi} \exp -u \cdot u^{v+1} \cdot du$$

où on a posé : $\xi = 2R/\lambda = 3/2 \cdot \sigma A^{1/3} / \pi r_0^2$

et : $C = 1/2\xi^2 + (1+\xi)\exp-\xi-1$

On obtient la valeur moyenne $\langle v \rangle$ par le calcul suivant :

$$\langle v \rangle = \sum_{v=1}^{v=+\infty} v p_v = 1/C \cdot \sum_{v=1}^{v=+\infty} v/v! \int_0^{\xi} \exp -u \cdot u^{v+1} \cdot du$$

$$= 1/C \int_0^{\xi} \exp -u \cdot u^2 du$$

$$= 1/C \xi^3 / 3$$

De même, on a :

$$\langle v^2 \rangle = 1/C \cdot \{ 1/3 \xi^3 + 1/4 \xi^4 \}$$

Avec les valeurs suivantes $\sigma = 39 \text{ mb}$, $r_0 = 1,2 \text{ fm}$, on obtient les résultats portés dans le tableau ci-dessous :

	ξ	$\langle v \rangle$	$\langle v^2 \rangle$	$D_v^2 = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2$
A=95	4,841	3,513	16,269	3,928
A=14	2,565	2,194	6,414	1,600

II - Calcul du rapport $\alpha = \langle k \rangle / \langle N_{ch} \rangle$ suivant Gottfried

Considérons un choc entre deux nucléons. Du point de vue d'un observateur du centre de masse, cette rencontre se produit entre deux disques minces se dirigeant l'un vers l'autre avec des vitesses égales et opposées. Après la collision, on peut supposer l'existence d'un amas de matière hadronique fortement excitée, cette matière étant contenue à l'intérieur d'un volume cylindrique qui verra ses dimensions croître au cours du temps. Après un certain temps, cet amas de matière indifférentiée aura acquis des dimensions suffisantes pour qu'on puisse parler de particules émergentes. Selon Gottfried, il est possible de déterminer la distribution en énergie et en impulsion du flux de matière hadronique en faisant usage des distributions en rapidité des particules émergentes, ces distributions étant

connues expérimentalement (i).

Dans les calculs qui suivent, on appellera p et ω , la quantité de mouvement et l'énergie totale des particules considérées.

Dans la mesure où l'impulsion transversale p_L est négligeable devant l'impulsion longitudinale, toutes les particules sont considérées comme se déplaçant suivant le même axe des z , coïncidant avec la direction de la particule incidente.

Une particule de rapidité $y = 1/2 \log \omega + p_L / \omega - p_L$

aura pour position à l'instant t : $z = ct \ e^{2y-1}/e^{2y+1}$

Dans ces conditions, la densité du flux d'énergie - impulsion sera donnée par

$$(\partial P / \partial z)_t = \sum_i (m_i e^y) (\partial N_i / \partial z)_t = \sum m_i e^y \cdot dN_i / dy \cdot 1 / (\partial z / \partial y)_t$$

$$\text{où } m_i e^y = \omega + p_L$$

$(\partial N_i / \partial z)_t$ est la densité spatiale des "particules" de type i , à l'instant t .

D'après l'hypothèse (i), dN_i / dy est connue ; on prendra, en première approximation,

$$dN_i/dy = b_i \quad \text{pour } y \in \{y_0, y_1\}$$

$$= 0 \quad \text{pour } y \notin \{y_0, y_1\}$$

Par la suite, on ne s'intéressera qu'à une seule espèce de particules, les pions, d'où la disparition de l'indice i . On a

$$(\partial z / \partial y)_t = 4 \, ct \, e^{2y} / (1 + e^{2y})^2$$

On obtient ainsi

$$\partial P / \partial z = mbct \, (ct - z)^{-3/2} \, (ct + z)^{-1/2} \quad \text{pour } z \in \{z_0, z_1\}$$

$$= 0 \quad \text{pour } z \notin \{z_0, z_1\}$$

$$\text{avec } z_0 \approx ct \, (e^{2y_0} - 1) / (e^{2y_0} + 1)$$

$$z_1 = ct \, (e^{2y_1} - 1) / (e^{2y_1} + 1)$$

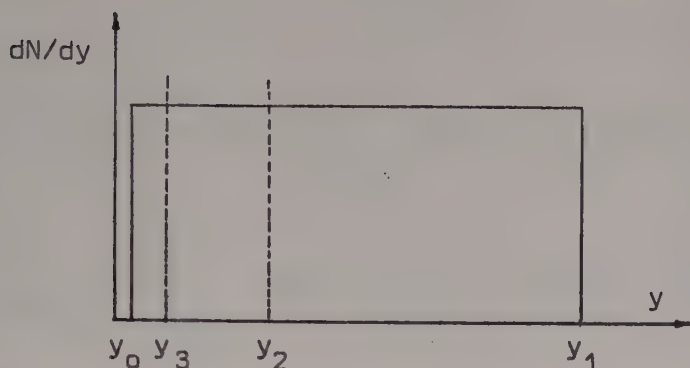
La "longueur" totale du flux sera donc $z = z_1 - z_0$

Pour $t \rightarrow 0$, on a $\Delta z \rightarrow 0$

$t \rightarrow +\infty$, on a $\Delta z \rightarrow +\infty$

Pour un intervalle de temps caractéristique, tel que $ct \sim \lambda$, séparant deux collisions, Δz sera suffisamment important pour accommoder un ou plusieurs nucléons. On peut donc effectuer un découpage de la distribution en rapidité, comme indiqué sur le

schéma ci-dessous :



Les tranches $y_1 y_2$, $y_2 y_3$ auront l'extension spatiale de nucléons se mouvant avec des rapidités comprises dans les intervalles $y_1 y_2$, $y_2 y_3$, On est amené à poser

$$\lambda \left\{ \frac{(e^{2y_1} - 1)}{(e^{2y_1} + 1)} - \frac{(e^{2y_2} - 1)}{(e^{2y_2} + 1)} \right\} = 2T_0 e^{-(y_2 + \alpha(y_1 - y_2))}$$

où le second membre représente l'extension spatiale, compte tenu du facteur de Lorentz, d'un nucléon se mouvant avec une rapidité $y_2 + \alpha(y_1 - y_2)$ comprise entre y_1 et y_2 ($0 \leq \alpha \leq 1$, $T_0 \approx 4/3 (\overline{r^2})^{1/2}$).

Une solution approchée de cette équation s'écrit :

$$y_2 = (\alpha/(1+\alpha)) y_1 - 1/(1+\alpha) \text{Log } T_0/\lambda$$

En prenant, $\alpha = 1/2$, on trouve $y_2 \approx 1/3 y_1$, $\text{Log } T_0/\lambda$ étant une quantité négligeable devant y_1 . L'énergie totale $E_{y_1 y_2}$ emportée par la tranche $y_1 y_2$ s'écrit :

$$2E_{y_1 y_2} = \int_{y_2}^{y_1} m e^y \cdot dN/dy \cdot dy = mb (e^{y_1} - e^{y_2})$$

L'énergie totale $E_{y_0 y_1}$ de la collision étant

$$2E_{y_0 y_1} = \int_{y_0}^{y_1} m e^y dN/dy \cdot dy = mb (e^{y_1} - e^{y_0}) ,$$

On trouve le rapport $E_{y_1 y_2} / E_{y_0 y_1}$ très proche de l'unité.

La "tranche" $y_1 y_2$, très énergétique, lors d'une collision ultérieure se comportera comme la particule incidente, elle finira par se désintégrer hors du noyau, en donnant

$$\int_{y_2}^{y_1} dN/dy \cdot dy = b(y_2 - y_1) = b/3 \cdot y_1 \approx 1/3 N_{ch}$$

particules. Les "tranches" suivantes ($y_2 y_3$), ... sont peu énergiques, elles se désintégreront pour donner $2/3 N_{ch}$ particules.

